

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**  
**Departamento de Física Aplicada III (Electricidad y Electrónica)**



**EMULACIÓN DE LOS EFECTOS DE LA  
RADIACIÓN IONIZANTE EN DISPOSITIVOS  
ANALÓGICOS MEDIANTE LÁSER PULSADO DE  
FEMTOSEGUNDO SINTONIZABLE.**

**MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR  
PRESENTADA POR**

**Isabel López Calle**

Bajo la dirección del doctor

Francisco J. Franco

**Madrid, 2011**

**ISBN: 978-84-694-4160-2**

© Isabel López Calle, 2011

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

**DEPARTAMENTO FÍSICA APLICADA III  
(ELECTRICIDAD Y ELECTRÓNICA)**



**TESIS DOCTORAL**

**EMULACIÓN DE LOS EFECTOS DE LA RADIACIÓN IONIZANTE  
EN DISPOSITIVOS ANALÓGICOS MEDIANTE LÁSER PULSADO  
DE FEMTOSEGUNDO SINTONIZABLE.**

PRESENTADA POR: ISABEL LÓPEZ CALLE

PARA OPTAR AL GRADO DE  
DOCTORA EN CIENCIAS FÍSICAS

DIRECTOR: FRANCISCO J. FRANCO

Madrid, 2010



*A mis padres, hermanos, Ana, Pilar, Cristina, Jon y Luz.*

*"Dans la vie, rien n'est à craindre, tout est à comprendre"*

*En la vida, nada existe para ser temido, sino para ser comprendido*

*Marie Curie*



## **AGRADECIMIENTOS.**

Comencé esta investigación en Junio de 2007 al incorporarme al Grupo de Instrumentación y Sensores de la Universidad Complutense de Madrid como investigadora contratada del proyecto "EMULASER", cuya duración abarcó desde el 2006 hasta el 2008. La tarea asignada por el proyecto fue la realización de un modelo teórico de emulación de la radiación cósmica ionizante mediante la acción de un láser. Durante la ejecución del proyecto, además del desarrollo del modelo teórico y gracias a la disponibilidad que teníamos de utilización de un laser pulsado de femtosegundo, nos propusimos la tarea de su implementación experimental. Así, nos dimos cuenta que la consecución de las acciones realizadas implicaba una alta especialización en Dispositivos Físicos y Control de Sistemas y podía constituir el proceso de defensa de una Tesis Doctoral

Por todo esto quiero agradecer a un montón de personas la ayuda que me han brindado, motivo por el que esta memoria se expresa en plural, ya que se ha podido realizar gracias a la colaboración de un equipo extenso de trabajo.

En primer lugar quiero agradecer la colaboración especial de J. M. Miranda Pantoja, Antonio Paz, Jesús G. Izquierdo y Luis Bañares. Sin su ayuda este trabajo no se hubiese podido llevar a cabo. En segundo lugar quiero agradecer a los compañeros de la universidad su atención, ayuda y asesoramiento en momentos puntuales y que me permitieron continuar con las investigaciones: Antonio H. Cachero, Carmen García Payo, M<sup>a</sup> Fé, Álvaro del Prado, Rosa, Pablo, Enrique San Andrés, M<sup>a</sup> Luisa Lucía Mulas, compañeros del departamento de óptica y los integrantes del CAI de Espectroscopia Multifotónica y de Femtosegundo, Mariu y Gregor.

De forma destacada, quiero reconocer profundamente la ayuda y la atención prestada por el director de esta tesis, Francisco J. Franco y por Juan A. de Agapito Serrano. Sólo tengo buenos momentos que recordar en un futuro: infinitas discusiones sobre física clásica y moderna, sobre muchas cuestiones importantes y sobre asuntos que no lo eran tanto. En definitiva un ejercicio de comunicación diario muy agradable y, sobretodo, de alto aprendizaje.

En último lugar me gustaría agradecer el apoyo recibido por mi familia y amigos. En especial quiero agradecerle a mi hermano Pablo que me llamara aquel día en que todo empezó, a mi madre Carmen por cuidarme tanto durante todos los días, a mi padre Vicente por haberme infundido el pensamiento crítico y la discusión, a Ana por seguir a mi lado, a Pilar y a Cristina porque también siento que me cuidan cada día, a mis hermanas Elena y Ana por volcarse cuando les pido algo, a mi hermana Sara porque es apasionante hablar con ella de todo, a Carmen, Antonio y Francisco porque me acogieron desde el primer momento y ahora nos acompañamos, reímos y debatimos en el café de cada día y a Luz y a Jon porque siempre me han mostrado su sonrisa y su interés en este proyecto, a veces, cuando todo se ponía cuesta arriba pensar en ellos se convertía en una vía de escape...



## ÍNDICE GENERAL

<b>INTRODUCCIÓN. ....</b>	<b>11</b>
---------------------------	-----------

### **CAPITULO I.- EFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE LA ELECTRÓNICA EMBARCADA EN UN AMBIENTE DE RADIACIÓN ESPACIAL.**

<b>1.1.- INTRODUCCIÓN.....</b>	<b>15</b>
<b>1.2.- FENÓMENOS DE INTERACCIÓN Y EFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE LOS MATERIALES UTILIZADOS EN LOS DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS. ....</b>	<b>15</b>
1.2.1.- Daño producido por medios no ionizantes. ....	17
1.2.2.- Daño producido por medios ionizantes. ....	19
<b>1.3.- EL RIESGO ASOCIADO A LA RADIACIÓN.....</b>	<b>21</b>
1.3.1.- Radiación a nivel terrestre. ....	21
1.3.2.- Radiación a nivel espacial.....	25
<b>1.4.- EFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS.....</b>	<b>28</b>
1.4.1.- Efectos acumulativos. ....	28
1.4.1.1.- Dosis de Ionización Total . ....	28
1.4.1.2.- Daño por desplazamiento.....	29
1.4.2.- Efectos de naturaleza transitoria o efectos puntuales (SEE).....	30
1.4.2.1.- Errores Leves.....	30
1.4.2.2.- Errores Graves. ....	31
<b>1.5.- AMBIENTES DE RADIACIÓN ESPACIAL.....</b>	<b>34</b>
1.5.1.- Protones y electrones atrapados.....	35
1.5.2.- Iones pesados provenientes de los rayos cósmicos galácticos. ....	36
1.5.3.- Partículas solares. ....	37
<b>1.6.- ÓRBITAS Y ENTORNOS DE RADIACIÓN. ....</b>	<b>37</b>
1.6.1.- Órbita baja - LEO (Low Earth Orbits). ....	37
1.6.2.- Órbita geoestacionaria-GEO (Geostationary Orbits). ....	40
1.6.3.- Órbita intermedia-MEO (Medium Earth Orbits). ....	42
1.6.4.- Actividad solar. ....	44
<b>1.7.- FENÓMENOS TRANSITORIOS Y MÉTODOS DE CARACTERIZACIÓN.....</b>	<b>45</b>
1.7.1.- Tests de detección de SETs y SEUs en aceleradores de partículas. ....	46
1.7.2.- Uso de LASER para generar sucesos aislados.....	47



<b>1.8.-</b>	<b>DISPOSITIVOS SUSCEPTIBLES DE SER EXAMINADOS POR IRRADIACIÓN LÁSER.</b>	<b>48</b>
1.8.1.-	Dispositivos Básicos.	49
1.8.2.-	Dispositivos Analógicos.	49
1.8.3.-	Dispositivos Digitales.	50
<b>1.9.-</b>	<b>CONCLUSION.</b>	<b>51</b>

## **CAPITULO II.- MODELO TEÓRICO DE EMULACIÓN DE LOS EFECTOS DE LA RADIACIÓN MEDITANTE LA INTERACCIÓN LÁSER/SEMICONDUCTOR.**

<b>2.1.-</b>	<b>INTRODUCCIÓN.</b>	<b>53</b>
<b>2.2.-</b>	<b>DEPOSICIÓN DE ENERGÍA POR IMPACTO DE IÓN.</b>	<b>54</b>
2.2.1.-	Mecanismos de colección de carga.	56
2.2.2.-	Concepto de carga crítica.	59
2.2.3.-	Distribución espacial de carga generada por un ión.	60
<b>2.3.-</b>	<b>ANÁLISIS CUANTITATIVO DE LOS PARÁMETROS FÍSICOS DE INTERACCIÓN IÓN- SEMICONDUCTOR (SILICIO).</b>	<b>62</b>
<b>2.4.-</b>	<b>IDENTIFICACIÓN DE LOS PÁRAMETROS DE IRRADIACIÓN LÁSER.</b>	<b>69</b>
2.4.1.	Longitud de onda, $\lambda$ .	71
2.4.2.	Radio del impacto del haz láser, $W_0$ .	75
2.4.3.	Duración del pulso, $t_p$ .	80
2.4.4.	Energía del pulso, $E_p$ .	81
<b>2.5.-</b>	<b>PROPAGACIÓN DEL HAZ LÁSER EN SILICIO.</b>	<b>83</b>
2.5.1.-	Reflexión y refracción.	83
2.5.2.-	Divergencia del haz.	87
2.5.3.-	Atenuación del haz láser.	88
2.5.3.1.-	Absorción de 1 fotón o técnica SPA.	88
2.5.3.2.-	Absorción simultánea de 2 fotones o técnica TPA.	91
<b>2.6.-</b>	<b>MODELADO DE LA PROPAGACIÓN DEL HAZ LÁSER EN SILICIO CON MATLAB.</b>	<b>92</b>
<b>2.7.-</b>	<b>VOLUMEN EFECTIVO DE GENERACIÓN DE CARGA EQUIVALENTE AL QUE PRODUCE EL IMPACTO DE UN IÓN.</b>	<b>99</b>
<b>2.8.-</b>	<b>PARÁMETROS LÁSER PARA LA EMULACIÓN DEL IMPACTO DE UN IÓN SOBRE UN DISPOSITIVO ELECTRÓNICO.</b>	<b>101</b>
2.8.1.-	Modelo de absorción lineal o SPA.	102
2.8.2.-	Modelo de absorción simultánea de 2 fotones o TPA.	103
<b>2.9.-</b>	<b>CONCLUSION.</b>	<b>103</b>

### **CAPITULO III.- DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA LÁSER DE EMULACIÓN DE ENTORNO ESPACIAL.**

<b>3.1.-</b>	<b>INTRODUCCIÓN.....</b>	<b>105</b>
<b>3.2.-</b>	<b>DISEÑO DEL SISTEMA DE TEST DE IRRADIACIÓN.....</b>	<b>106</b>
3.2.1.-	Sistema de irradiación/iluminación.....	106
3.2.2.-	Sistema de medida. ....	107
<b>3.3.-</b>	<b>PROCEDIMIENTOS PARA LA IRRADIACIÓN.....</b>	<b>107</b>
<b>3.4.-</b>	<b>MONTAJE EXPERIMENTAL DEL SISTEMA DE EMULACIÓN DE ENTORNO ESPACIAL. ....</b>	<b>110</b>
3.4.1.-	Láser pulsado de femtosegundos. ....	110
3.4.1.1.-	Láser de Bombeo del Oscilador de Femtosegundos. ....	111
3.4.1.2.-	Oscilador Láser de Femtosegundo.....	112
3.4.1.3.-	Láser de Bombeo del amplificador regenerativo.....	112
3.4.1.4.-	Amplificador Regenerativo. ....	113
3.4.1.5.-	Amplificador Óptico Paramétrico (OPA).....	113
3.4.2.-	Descripción del montaje experimental. ....	114
3.4.3.-	Ordenador Personal, protocolos de comunicación y sincronización del barrido. ....	115
<b>3.5.-</b>	<b>DESENCAPSULADO DE DISPOSITIVOS.....</b>	<b>119</b>
3.5.1.-	Empaquetado Cerdip. ....	119
3.5.2.-	Empaquetado Plástico. ....	120
<b>3.6.-</b>	<b>CONCLUSION. ....</b>	<b>121</b>

### **CAPITULO IV.- RESULTADOS EXPERIMENTALES DE IRRADIACIÓN SOBRE DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS.**

<b>4.1.-</b>	<b>INTRODUCCIÓN.....</b>	<b>123</b>
<b>4.2.-</b>	<b>IRRADIACIÓN AMPLIFICADOR OPERACIONAL LM124/LM324.....</b>	<b>125</b>
4.2.1.-	Preparación y configuración electrónica de los dispositivos bajo test.....	125
4.2.2.-	Irradiación mediante SPA (400 nm y 800 nm) por la parte superior del circuito integrado.....	128
4.2.3.-	Irradiación mediante TPA (1300 nm) por la parte superior del circuito integrado. ....	136
4.2.4.-	Irradiación mediante TPA (1300 nm) por la parte posterior del circuito integrado. ....	140
<b>4.3.-</b>	<b>IRRADIACIÓN COMPARADOR DE VOLTAJE LM111/LM311.....</b>	<b>145</b>

4.3.1.- Preparación y configuración electrónica de los dispositivos bajo test.....	145
4.3.2.- Resultados de irradiación mediante SPA (800 nm) por la cara superior del chip. .....	148
4.3.3.- Resultados de irradiación mediante TPA (1300 nm) por la cara superior y posterior del chip. ....	150
<b>4.4.- DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DEL COEFICIENTE DE ABSORCIÓN NO LINEAL <math>\beta_2</math>.</b> ....	<b>152</b>
<b>4.5.- CONCLUSION.</b> .....	<b>163</b>
 <b>CONCLUSIONES.</b> .....	 <b>165</b>
 <b>ANEXO 1: TABLAS DE EQUIVALENCIA LÁSER / IÓN</b> .....	 <b>169</b>
<b>ANEXO 2: TABLA PERIÓDICA DE LOS ELEMENTOS</b> .....	<b>187</b>
 <b>BIBLIOGRAFÍA</b> .....	 <b>189</b>
 <b>PUBLICACIONES RELACIONADAS.</b> .....	 <b>201</b>

## INTRODUCCIÓN.

El día 5 de Noviembre de 2001, la sonda espacial "Microwave Anisotropy Probe (MAP)" realizaba una misión de la NASA para medir la anisotropía de las microondas de la radiación de fondo provenientes del origen de universo o "Big Bang". Durante un instante, se reinició el procesador principal de control de la sonda espacial provocando la configuración de su funcionamiento en "modo seguro" y cancelando las funciones programadas que no eran imprescindibles. La NASA invirtió varios días en poder tomar nuevamente el control de la sonda espacial, con la consiguiente pérdida de numerosos datos científicos programados para su adquisición [JO05].

Si este comportamiento ocurría con regularidad, el éxito de la misión probablemente se vería comprometido. Era importante encontrar la causa del mal funcionamiento del procesador y, si fuera posible, su mitigación. La pieza clave en la investigación que realizó la NASA fue la observación de que el error se produjo durante un evento solar, caracterizado por el gran incremento en el flujo de protones e iones pesados emitidos por el sol. Los ingenieros especializados en efectos de la radiación concluyeron que una de estas partículas fue la culpable del error, particularmente cuando descubrieron que el circuito de reinicio del procesador contenía tres comparadores de tensión (LM139).

Análisis previos revelaban la aparición de largos transitorios de voltaje en la salida del dispositivo LM139 cuando éste se exponía frente a un haz de iones pesados [NI96]. La función del circuito de reinicio era monitorizar la tensión de alimentación y mandar un comando de apagado al procesador si la tensión caía por debajo de un nivel de referencia de 2.5 V [PO02]. Finalmente, el equipo de ingenieros concluyó que una partícula ionizante proveniente de un evento solar produjo un transitorio de voltaje negativo en la salida de uno de los LM139 suficientemente largo como para reiniciar el procesador de la sonda MAP.

El error en MAP no fue el único problema atribuido a la generación de transitorios producidos por efectos de la radiación observado en una sonda espacial. Durante años siguientes, problemas en las sondas CASSINI [PR02], SOHO [HA99, HA01] y TERRA también fueron atribuidos a la aparición de transitorios.

La radiación natural presente en el espacio afecta a los componentes electrónicos que están embarcados en satélites y misiones espaciales, alterando su comportamiento e incluso dañándolos permanentemente. El hecho de que estos fenómenos se produzcan en el Espacio, añade unas dificultades particulares que complican el problema:

- 1) Los fenómenos son muy variados y el entorno no siempre está caracterizado. Las fuentes de radiación son heterogéneas y muy dependientes de la localización y el tiempo, por lo que es complicado predecir el entorno exacto en el que tendrá que trabajar la electrónica. Esto hace que haya que considerar una casuística amplia y proteger los dispositivos en casos muy variados.
- 2) Los dispositivos durante una misión son inaccesibles. Si se produce algún problema, sólo se puede gestionar remotamente por lo que es preciso garantizar un nivel de protección suficiente para no incurrir en problemas graves que imposibiliten la misión.

- 3) Los costes de los proyectos de Espacio son muy altos, e implican una alta carga política. El fracaso de una misión suele acarrear muchos perjuicios, algunos de ellos intangibles, por lo que es preciso garantizar una correcta operativa durante todo el ciclo de vida del proyecto.

Actualmente, uno de los grandes retos de la industria espacial electrónica es la selección de componentes espaciales capaces de soportar las continuas radiaciones que sufren los componentes electrónicos y que pueden alterar seriamente su comportamiento eléctrico llegando, en el peor de los casos, a inutilizar equipos y sistemas. El empleo de nuevos materiales semiconductores para optimizar el consumo y mejorar el rendimiento, así como el incremento en la capacidad de integración, han contribuido a aumentar considerablemente el umbral de sensibilidad de los componentes electrónicos a estos efectos.

Según los estándares de radiación actuales, la caracterización de los componentes electrónicos debe hacerse frente a haces de partículas producidos en aceleradores lineales, generalmente de elevado coste y disponibilidad limitada. Ante estos problemas, recientes estudios se están centrando en la búsqueda de modos alternativos de ensayo o simulación válidos para la caracterización de componentes electrónicos en lo relativo a su sensibilidad a las radiaciones cósmicas.

El presente trabajo propone el estudio de un método alternativo (económico, sencillo y eficaz) que produce los efectos transitorios provocados por partículas energéticas procedentes de la radiación cósmica ionizante sobre los componentes electrónicos. Ese método está basado en la irradiación de los dispositivos electrónicos con pulsos láseres de suficiente energía, frecuencia, amplitud, duración y tamaño de impacto como para provocar en los dispositivos efectos similares a los producidos por partículas energéticas procedentes del cosmos.

El sistema láser de emulación de entorno espacial se convierte así en una herramienta de generación de fallos sobre dispositivos electrónicos de alto interés en tecnología electrónica espacial. La producción de fallos en un dispositivo electrónico, emulando su comportamiento en un ambiente de radiación espacial, es el paso inicial para el estudio posterior de su comportamiento, mitigación de errores o protección del dispositivo ante estos eventos.

El capítulo I del trabajo de investigación trata en profundidad los fenómenos de interacción radiación / materia y los diferentes efectos que produce sobre la electrónica embarcada en un ambiente de radiación espacial. Se describirán los ambientes de radiación habituales que puede encontrar una sonda espacial y se expondrán los métodos clásicos de caracterización de dispositivos electrónicos para evaluar su tolerancia a la radiación. El nivel de exposición en el que un dispositivo funciona correctamente determina la “dureza” o tolerancia del dispositivo. Se introducirá la técnica de caracterización de dispositivos mediante la irradiación láser y se expondrá el estado actual de las investigaciones realizadas por la comunidad científica.

En el capítulo II se expondrá el modelo teórico desarrollado para la emulación de los efectos de la radiación cósmica ionizante mediante la interacción láser / semiconductor. Para poder emular con el uso de un láser los efectos que produce el impacto de un ión pesado sobre un dispositivo electrónico y determinar el ión que está siendo emulado, hemos desarrollado un modelo teórico que establece una correspondencia entre los parámetros del haz láser pulsado que intervienen en la irradiación y el ión pesado que produce el mismo comportamiento sobre el dispositivo, basándonos en la física que gobierna ambos mecanismos de interacción.

En el capítulo III se describirá el entorno experimental de radiación, que cumple con los parámetros de irradiación definidos en el modelo teórico de emulación y que constituye el “SISTEMA LASER DE EMULACIÓN DE ENTORNO ESPACIAL”. La instrumentación necesaria para establecer experimentalmente el modelo teórico de emulación es la parte más sensible y exigente del proyecto. El sistema se ha implementado en el Centro de Asistencia a la Investigación de Espectroscopia Multifotónica y de Femtosegundo (Fac. CC. Químicas - UCM) ya que dispone de la herramienta básica para la inducción de fallos: un láser pulsado de femtosegundo cuya característica más importante es que la longitud de onda de emisión es sintonizable desde el ultravioleta ( $\lambda = 300 \text{ nm}$ ) hasta el infrarrojo ( $\lambda=3 \text{ }\mu\text{m}$ ).

Finalmente, en capítulo IV se describirán los resultados experimentales obtenidos mediante la irradiación láser sobre diferentes dispositivos analógicos y se evaluará la calidad del modelo y del sistema de emulación mediante la comparación de resultados de los mismos dispositivos caracterizados frente a haces de partículas en aceleradores lineales. Además, los resultados experimentales obtenidos y el nivel de conocimiento adquirido nos han permitido determinar experimentalmente el coeficiente de absorción no lineal de segundo orden para nuestra longitud de onda de trabajo. De esta manera el capítulo IV concluye con un resultado importante que complementa a las investigaciones que se llevan a cabo actualmente sobre la propagación no lineal de la luz en un medio semiconductor.

En resumen, este trabajo estudia la interacción con la materia de la radiación ionizante por flujo de partículas desde el punto de vista en que esta interacción afecta a las características físicas de los materiales que constituyen un dispositivo electrónico. Así mismo, estudia la propagación de la radiación electromagnética sobre un medio semiconductor y define las características mediante las cuales se pueden conseguir efectos equivalentes a los que produce la radiación ionizante. Además, realizamos un ejercicio de sincronización de toda la instrumentación necesaria para definir el sistema de emulación, entrando en el campo del control automático de instrumentación y sistemas. Finalmente analizamos los resultados obtenidos de una forma eficiente y eficaz concluyendo con la presentación de la investigación realizada para la emulación de los efectos de la radiación cósmica ionizante sobre dispositivos analógicos mediante luz láser pulsada de femtosegundo sintonizable en longitud de onda de irradiación.

---

La investigación que condujo a la realización de esta memoria fue financiada por los siguientes proyectos:

- "EMULASER: Emulación mediante irradiación Laser de los efectos de radiación cósmica en componentes electrónicos". CDTI PNE-034/2006. 2006/2008.
- "Estudio de los transitorios inducidos en dispositivos electrónicos integrados mediante radiación láser". BSCH - UCM GR58/08. 2009-2010.
- "Técnica de doble fotón para emulación mediante láser de fenómenos transitorios producidos por la radiación cósmica en dispositivos analógicos". Tecnológica Ingeniería y Ensayos S.A - CAM. 2009-2010.
- "Emulación por láser de la radiación cósmica en memorias y comparación con la radiación natural e inducida". MICIIN- AYA2009-13300-C03-03. 2010-2012.

y por la fundación privada *Miguel Casado San José*.

---

# CAPÍTULO I

## EFFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE LA ELECTRÓNICA EMBARCADA EN UN AMBIENTE DE RADIACIÓN ESPACIAL.

### 1.1.- INTRODUCCIÓN.

El ambiente natural de radiación espacial puede implicar unas condiciones de trabajo extremadamente duras para los equipos y sistemas de electrónica embarcada. Las características del entorno de radiación dependen del tipo de misión (fechas, órbitas y duración de la misión). La radiación acelera el envejecimiento de los componentes electrónicos y los materiales y puede dar lugar a una degradación en el funcionamiento eléctrico con implicaciones transitorias o permanentes de fallo. Este tipo de daños en un componente determinado puede llegar a inducir un fallo funcional en un equipo, y de éste, a un sistema.

Con el fin de definir la naturaleza de los efectos de la radiación sobre los componentes electrónicos es necesario realizar una breve descripción del modo en que ésta afecta a los materiales que los forman. Se describirán los efectos de la radiación sobre los dispositivos electrónicos y se introducirá una descripción rápida de los diferentes ambientes de radiación encontrados por los vehículos espaciales.

El ensayo previo de componentes electrónicos en tierra es fundamental para poder realizar una correcta predicción de los efectos en vuelo desde el punto de vista de comportamiento frente a radiación. Así, se expondrán los métodos clásicos de caracterización de dispositivos electrónicos en aceleradores de partículas lineales.

Finalmente se introducirá y se fijarán las bases para la caracterización de dispositivos mediante técnicas láser con el fin de aproximarnos a crear ambientes de entorno espacial equivalentes, cuanto menos, desde el punto de vista de emulación de efectos transitorios producidos por los rayos cósmicos galácticos.

### 1.2.- FENÓMENOS DE INTERACCIÓN Y EFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE LOS MATERIALES UTILIZADOS EN LOS DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS.

En el diseño electrónico intervienen diferentes tipos de materiales. Estos se clasifican en semiconductores, metales y dieléctricos. Las propiedades físicas de estos materiales determinan las características eléctricas del dispositivo, y la radiación, que



afecta principalmente a las propiedades físicas de los materiales, modifica finalmente las características eléctricas del dispositivo.

Los mecanismos físicos de interacción radiación-materia que afectan a los materiales se dividen principalmente en dos grandes grupos [PE06]:

- Interacciones **no ionizantes** o por desplazamiento: el daño se produce al ser arrancados o desplazados átomos de la red cristalina.
- Interacciones **ionizantes**: el daño se debe principalmente a la liberación de cargas.

Ambos mecanismos no son excluyentes y aparecen en función del tipo de radiación que interviene en la interacción. Por ejemplo, al chocar con los átomos de un material, un protón puede crear defectos cristalinos y, al mismo tiempo, crear un exceso de carga libre al arrancar electrones a lo largo de su trayectoria (Fig. 1.1).

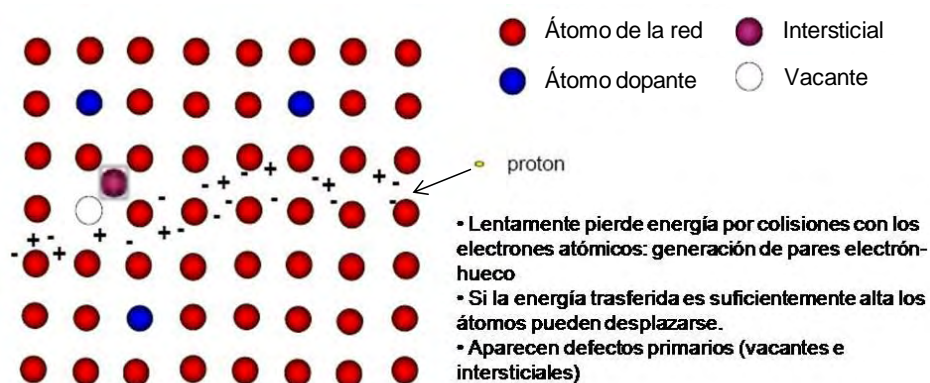


Fig. 1.1. Ilustración de los mecanismos de interacción simultáneos no ionizante e ionizante.

Sin embargo, un neutrón de baja energía apenas produce ionización, y en todo caso indirecta, siendo muy importante el daño por desplazamiento (Fig. 1.2).

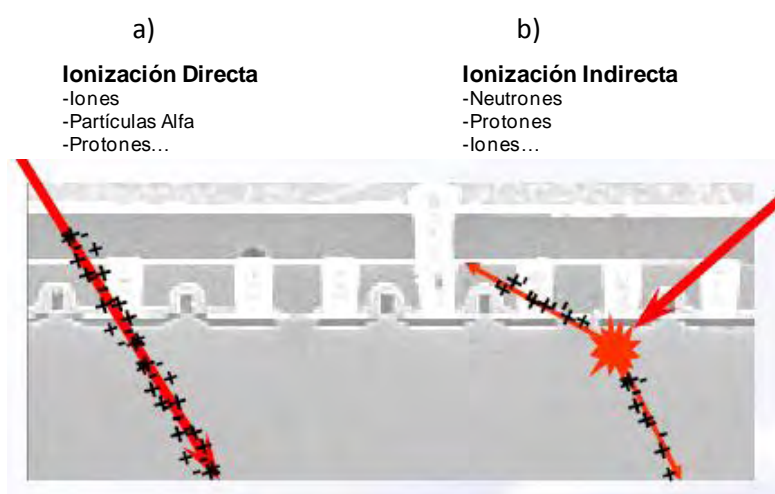


Fig. 1.2. Ilustración de los mecanismos de interacción ionizante dispositivo electrónico:

a) Mecanismos de ionización directos, b) Mecanismos de ionización indirectos

En el otro extremo de comportamiento, la radiación gamma produce daño principalmente por mecanismos de ionización (Fig. 1.3 Izda). Finalmente, hay que reseñar que el daño puede producirse de forma homogénea en todo el material (rayos gamma) o bien en zonas muy localizadas de éste (rayos cósmicos) (Fig. 1.3 Dcha).

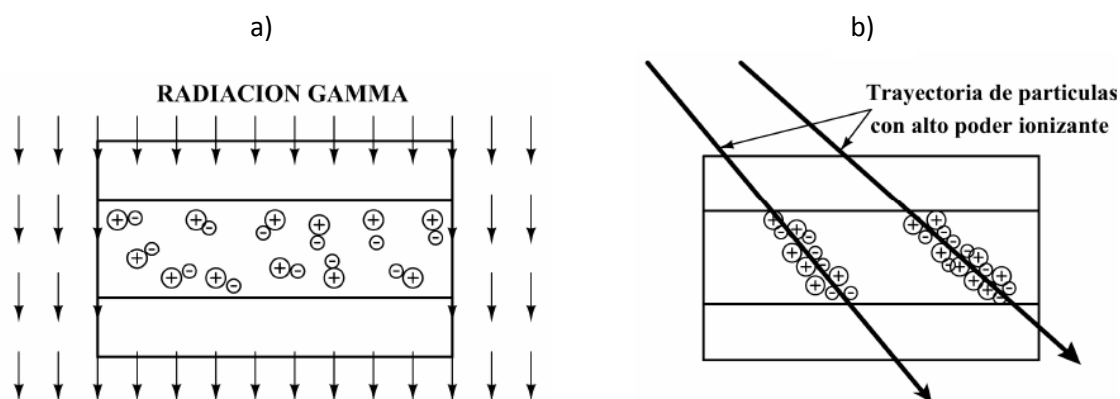


Fig. 1.3. Distintos tipos de ionización. a) Homogénea y b) Heterogénea.

Una vez conocidos los fenómenos de interacción radiación - materia, veamos cómo la radiación modifica las propiedades físicas de los materiales que conforman un dispositivo electrónico, alterando finalmente sus propiedades eléctricas.

### 1.2.1.- Daño producido por medios no ionizantes.

La llegada de una partícula pesada al interior de un semiconductor tiene como consecuencia inmediata que algunos átomos sean desplazados fuera de su posición de equilibrio. De este modo, se generan defectos tipo *Frenkel*, que consisten en un par formado por una vacante y un átomo intersticial (Fig. 1.1).

Por tanto, un semiconductor irradiado tiene un exceso de defectos en su interior. Estos defectos tenderán a recombinarse entre sí permitiendo que la red cristalina recupere su forma original. Sin embargo, estos defectos pueden ser estables desde el punto de vista termodinámico si se combinan con otros defectos puntuales, creando los siguientes defectos complejos:

- a) Vacante e impureza donadora (Centro E)
- b) Vacante y vacante (Divacante)

La mayor parte de los defectos estables introducen niveles en la banda prohibida del semiconductor (Fig. 1.4).

Un mecanismo adicional que modifica las propiedades físicas de los semiconductores son las reacciones nucleares, es decir, cuando se produce colisión entre la partícula incidente y el núcleo de un átomo del material. Es mucho menos frecuente que la interacción con la corteza electrónica o ionización, pero cuando se produce es capaz de liberar una cantidad de energía muy superior. Esta interacción sólo se produce cuando las partículas incidentes poseen energía cinética importante, es decir, cuando

las partículas incidentes son pesadas (protones o iones) o son partículas ligeras pero rápidas (electrones de alta energía). El resultado de esta interacción conlleva la modificación de la estructura cristalina material.

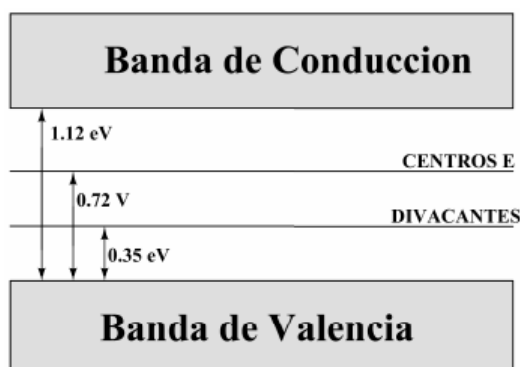


Fig. 1.4. Bandas de energía en silicio irradiado.

El daño por desplazamiento, independientemente del origen de la interacción, conlleva siempre cambios en la estructura cristalina o defectos que introducen niveles de energía estables en la banda prohibida del semiconductor (Fig. 1.4). La aparición de estados estables aumenta drásticamente la tasa de recombinación y por tanto, disminuye la movilidad de los portadores que gobiernan las propiedades eléctricas del semiconductor. Esta disminución en la movilidad se refleja instantáneamente en un aumento de la resistividad alterando completamente las características eléctricas que se reflejan en el dispositivo durante su funcionamiento normal.

A diferencia de los semiconductores, el daño por desplazamiento apenas afecta a los metales debido a las siguientes razones:

- a) No existen impurezas que puedan combinarse con los defectos *Frenkel* generados por la radiación. Prácticamente todos los defectos se recombinan al cabo del tiempo.
- b) El daño por desplazamiento afecta sobre todo a los portadores minoritarios cuya existencia no tiene ningún sentido en un metal.
- c) La movilidad de los electrones en un metal es muy elevada. Aún en el caso de que se formaran defectos estables por combinación de vacantes, su influencia en la movilidad sería despreciable.

Un aislante o dieléctrico es un material que se caracteriza por una concentración de portadores extraordinariamente baja. Debido a que el daño por desplazamiento elimina portadores y aumenta la resistividad, no se puede esperar una modificación significativa de las propiedades del material aislante. Por tanto, los materiales aislantes utilizados en electrónica son inmunes al daño por desplazamiento desde el punto de vista de las propiedades eléctricas.

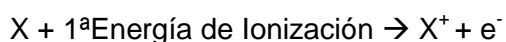
Sólo existe un punto que puede ser problemático. Un átomo (p. e. oxígeno en SiO<sub>2</sub> o materiales plásticos) puede perder su posición en la red cristalina para ser reemplazado por un electrón. Esto carece de importancia en dieléctricos aislantes que forman condensadores o transistores MOS, óxidos epitaxiales de protección, etc. Sin embargo, en el caso de materiales fotoeléctricos como fibras ópticas, capas de aislamiento de LEDs o fotodiodos, el problema adquiere una importancia mucho mayor ya que aumenta la probabilidad de absorción de fotones reduciéndose la capacidad de transmisión de las fibras ópticas o la eficiencia de los LEDs [GI00].

### 1.2.2.- Daño producido por medios ionizantes.

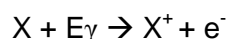
A diferencia del daño por desplazamiento, los mecanismos ionizantes no dañan el dispositivo por la creación de defectos en la red cristalina sino por la generación de cargas eléctricas en el interior del material.

En general, toda partícula cargada (protón, electrón, iones pesados, piones, etc.) pueden ionizar un material de forma directa mediante interacción Coulombiana. Los fotones de alta energía (rayos X o  $\gamma$ ) también pueden ionizar un material. Aunque la radiación está constituida por fotones cuya carga es nula, es la energía comunicada al material mediante interacción fotoeléctrica la que crea las cargas internas. Las partículas neutras, como los neutrones, no pueden ionizar la materia por mecanismos directos. En este caso, los mecanismos de ionización son siempre indirectos: colisiones con átomos que despiden núcleos atómicos con capacidad ionizante, excitación de núcleos atómicos que pierden energía emitiendo un rayo gamma o induciendo la fisión de trazas de materiales radiactivos presentes en los materiales (torio y uranio).

Las partículas cargadas pierden su energía mediante interacción Coulombiana con los electrones y los núcleos del material absorbente. La interacción se produce cuando la radiación incidente arranca los electrones de los átomos que va encontrando en su camino produciendo la ionización del átomo absorbente:



La interacción electromagnética es diferente al proceso mencionado anteriormente. La descripción corpuscular de la radiación electromagnética es la más apropiada para explicar este efecto en donde el átomo únicamente puede absorber la cantidad discreta de energía asociada a la radiación.



En los semiconductores, los electrones excitados cambian su estado dejando un hueco en su posición. Se habla entonces de la creación de pares electrón-hueco. Como en el caso anterior, una gran parte de estos pares electrón-hueco se recombinan, pero los que no lo hacen y quedan separados debido a los campos eléctricos locales aplicados en el componente, son colectados por el dispositivo y contribuyen a las corrientes intrínsecas del circuito. Asistimos entonces a una

inyección de corriente en el interior del componente. Cuando estas cargas llegan a los electrodos son evacuadas, creando un impulso de corriente transitoria.

Por ejemplo: la energía que debe suministrar una partícula a un átomo de silicio que conforma una red cristalina para la creación de un par electrón-hueco es de 3.6 eV. Sin embargo, la energía necesaria para crear un par e-h mediante interacción electromagnética es de 1.2 eV y corresponde a la energía de su banda prohibida.

Esta discrepancia se explica por la naturaleza de las interacciones. Mientras que un fotón no tiene masa, una partícula cargada sí. Se puede deducir que la energía que transfiere una partícula al material absorbente no se invierte únicamente en la creación de pares sino que además ha de transferir energía al material en forma de fonones para conservar la cantidad de movimiento de la interacción.

Una partícula que deposite una energía de algunos MeV es capaz de generar a su paso millones de pares electrón-hueco. La radiación electromagnética podrá generar pares e-h siempre y cuando, en el proceso de absorción de fotones, la energía asociada supere el valor de la energía de su banda prohibida.

La radiación ionizante apenas afecta a los metales debido a que la cantidad de portadores adicionales que se podrían crear es totalmente despreciable frente a los que existen por defecto en un metal.

Sin embargo los aislantes si son seriamente afectados. Los aislantes implicados en los componentes electrónicos son los óxidos utilizados en la tecnología de fabricación, ya sea como partes activas de los dispositivos (tecnologías MOS: *Metal-Oxido-Semiconductor*) o bien como óxidos de protección presentes en la superficie de los circuitos integrados o en la parte inferior (tecnología SOI: *Silicon-On-Insulator*). Como consecuencia de la generación de pares se producen dos efectos principales:

- a) Generación y captura de cargas en el aislante: en el caso de que un par electrón hueco no se recombine inmediatamente, el hueco necesitaría un tiempo entre  $10^5$  y  $10^{12}$  veces superior al requerido por el electrón para abandonar el óxido. Esto explica que exista un predominio de carga positiva atrapada en el óxido frente a la carga negativa y deje de ser un aislante.
- b) Creación de trampas en las interfaces Si-SiO<sub>2</sub>: los átomos de oxígeno ionizados tienden a moverse hacia el potencial negativo, cuando es aplicado un campo eléctrico, creando trampas en la interfaz entre el óxido y el semiconductor. Por tanto es un efecto secundario de desplazamiento provocado por la ionización. Se introducen niveles de energía en la banda prohibida del semiconductor cerca de la interfaz, rompiendo así el aislamiento.

En general, todo dispositivo electrónico está protegido del exterior por un encapsulado, que suele ser plástico o cerámico. A diferencia de los materiales cerámicos, se sospecha que el plástico puede atrapar cargas positivas por un mecanismo similar al observado en el dióxido de silicio. Por otra parte, el plástico es un compuesto con una

gran cantidad de hidrógeno, que podría contaminar el  $\text{SiO}_2$  y por lo que la degradación en este aislante podría ser mucho más intensa. En cualquier caso, los dispositivos electrónicos embarcados en misiones espaciales normalmente son de encapsulado cerámico principalmente por su mejor aislamiento y comportamiento ante cambios bruscos de temperatura.

### **1.3.- EL RIESGO ASOCIADO A LA RADIACIÓN.**

Tal y como hemos visto, la radiación causante de fallos en la electrónica procede de varias fuentes. Hay partículas que bombardean la tierra y tienen suficiente energía como para penetrar hasta el nivel del mar y hay radiación procedente de la contaminación radiactiva, que está presente en los mismos dispositivos y empaquetados, y que puede destruir una línea entera de producto. Este fue el caso de Intel en 1978 [MA79] y de IBM posteriormente [ZI96]. Una pequeña presencia de contaminación radiactiva produjo importantes pérdidas económicas.

La electrónica está presente en nuestras vidas y, como veremos, está intrínsecamente expuesta a niveles de radiación que pueden ser más o menos intensos, y que siempre representan un problema.

En una primera aproximación el nivel más intenso de radiación lo encontramos fuera de la atmósfera terrestre, en el denominado ambiente de radiación espacial. Los aviones (a unos 10-20 Km de altitud), las centrales nucleares, aceleradores de partículas o la electrónica utilizada en medicina nuclear, se enfrentan a niveles de radiación intermedios, y en la zona menos intensa hablaremos de un ambiente de radiación bajo que puede presentarse incluso a nivel del mar.

Aunque existe la radiactividad natural, especialmente es conocida la radiación del hormigón, en cuya composición hay  $\text{SiO}_2$  (arena) que siempre contiene trazas de minerales de Torio y Uranio, el nivel de radiación está dominado principalmente por los rayos cósmicos galácticos que están presentes en todo el universo.

Los niveles de radiación por tanto marcan dos ambientes de radiación muy diferenciados: ambiente de radiación terrestre y ambiente de radiación espacial. El límite entre estos dos ambientes lo marca la atmósfera terrestre debido a su interacción con las fuentes de radiación extra-atmosféricas.

#### **1.3.1.- Radiación a nivel terrestre.**

En un primer lugar analizaremos el ambiente de radiación terrestre. Hay dos tipos de partículas o fuentes de radiación que bombardean a la tierra: los rayos cósmicos galácticos de energía extremadamente alta y las partículas procedentes del sol, con energías más moderadas, que comúnmente es denominado viento solar [ZI04]. Las partículas procedentes del sol son la principal fuente de problemas en la electrónica espacial y posteriormente se realizará un análisis detallado de este ambiente. Aunque la densidad de partículas procedentes del sol que bombardean la atmósfera puede ser

intensa, virtualmente no alcanzan altitudes terrestres debido a su baja energía ( $<1\text{GeV}$ ). Sin embargo los rayos cósmicos galácticos pueden tener energías muy altas y sí pueden alcanzar el nivel del mar.

Durante la década de los 60, diversos satélites midieron los rayos cósmicos galácticos incidentes sobre la tierra. Así, fueron encontrados dos orígenes distintos: hay partículas procedentes del sol, con energías hasta  $1\text{ GeV}$  y masas hasta las  $100\text{ uma}$ ; y partículas isotrópicas de muy alta energía ( $>10^8\text{ GeV}$ ). La trayectoria de las partículas es isotrópica porque inciden en todas las direcciones y por tanto no proceden de una fuente en particular. Desde su descubrimiento se considera que el origen de estas partículas procede de la explosión de supernovas, de púlsares o del colapso de galaxias y pueden tener una vida media de 200 millones de años.

El 92% de los rayos cósmicos galácticos son protones, el 6% partículas alfa y el resto son iones pesados. Estas partículas interactúan con los átomos presentes en la atmósfera (principalmente nitrógeno y oxígeno) creando una cascada de partículas secundarias (Fig. 1.5). Aunque las cascadas son difíciles de pronosticar debido a la alta variedad de partículas elementales con diferentes energías y diferentes posibilidades de interacción, típicamente se forman de siete a nueve cascadas por partícula incidente.

De todas estas partículas secundarias, la densidad de neutrones a nivel terrestre es la más alta. Debido que no tienen carga, no interactúan electromagnéticamente con otras partículas y su poder de penetración es mayor. Se puede decir que los rayos cósmicos de neutrones producen más del 98% de fallos leves en la electrónica terrestre como consecuencia de su impacto sobre los dispositivos electrónicos. No olvidemos que su presencia puede producir tanto fallos en la estructura cristalina del material como fallos por ionización indirecta después de una reacción nuclear.

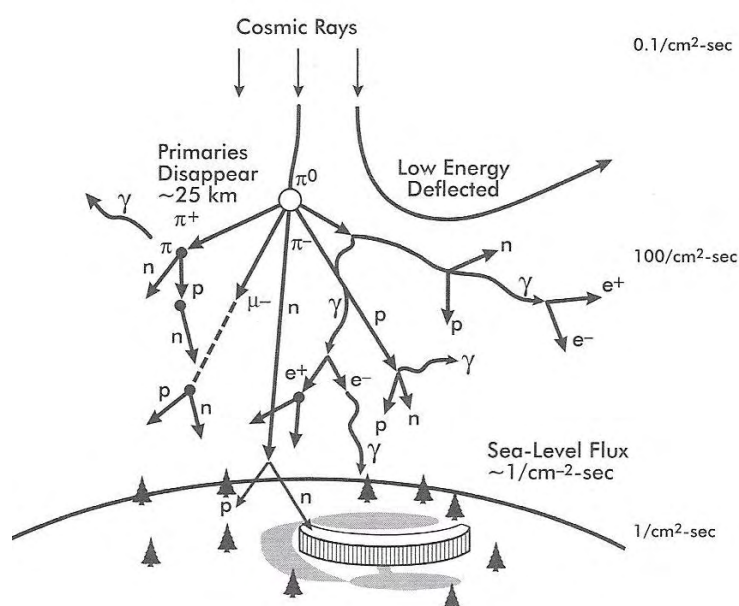


Fig. 1.5. Los rayos cósmicos entran en la atmósfera terrestre y colisionan con los átomos del aire produciendo una cascada de partículas secundarias [ZI04].

El flujo de rayos cósmicos presentes en la tierra presenta dependencia principalmente con la actividad del sol y con la altitud y latitud terrestres. Veamos brevemente estas dependencias.

### Variaciones producidas por la actividad del sol en el flujo de rayos cósmicos terrestres.

La figura 1.6 muestra el flujo medio de neutrones terrestres medido durante 35 años. Se observa una variación sinusoidal en la intensidad de neutrones que mantiene una relación inversa a la del ciclo solar (número de manchas solares). Para el mínimo solar aparece un máximo en el flujo de partículas terrestres, para el máximo solar reduce al mínimo el flujo medido de rayos cósmicos terrestres. Esta variación, que en un principio parece contradictoria, fue explicada por los primeros experimentos realizados en la década de los 60. Las partículas procedentes del sol no son las únicas causantes de la presencia de rayos cósmicos a nivel del mar. Así, la mayoría de los rayos cósmicos terrestres no son producidos por la actividad solar. El ciclo solar, que tiene un periodo de 11 años, no afecta a la intensidad del sol, pero sí afecta al número de partículas que emite y al tamaño y magnitud de su campo magnético, llamado magnetosfera solar. Los rayos cósmicos a nivel del mar varían inversamente con el ciclo solar debido a que durante el periodo de máximo solar las líneas del campo magnético se expanden sobrepasando la órbita de la tierra y son suficientemente intensas como para actuar de escudo y protegerla frente al impacto de los rayos cósmicos galácticos. Durante el mínimo solar, la magnetosfera solar colapsa en el interior de la órbita terrestre y deja de apantallar a la tierra.

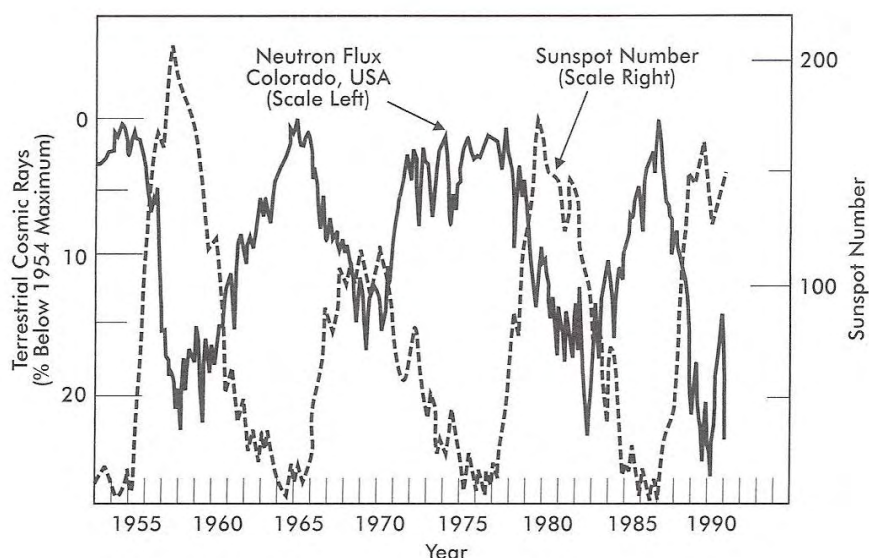


Fig. 1.6. En línea continua se muestra la actividad solar durante un periodo de 35 años. En línea discontinua el flujo de neutrones cósmicos terrestres medidos en Colorado (USA) durante el mismo periodo [ZI04].



### Variaciones producidas por la altitud en el flujo de rayos cósmicos terrestres.

El flujo de neutrones muestra su mayor variación en función de la altitud, para cualquier localización terrestre. Consecuentemente la probabilidad de fallos en la electrónica aeronáutica también aumenta con la altura. Esta variación se muestra en la figura 1.7.

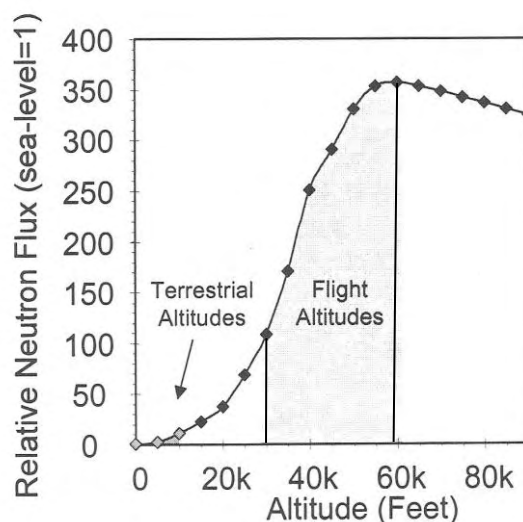


Fig. 1.7. Variación del flujo de neutrones con la altitud. A unos 3000 m de altitud (10k "feet") el flujo de neutrones aumenta unas 20 veces respecto al del nivel del mar. [BA05].

A la altitud típica que vuelan los aviones, de unos 10-20 km (28k-60k pies), el flujo de neutrones es de 100 a 350 veces superior que en el nivel del mar. Dado que la atmósfera actúa como filtro, a medida que aumenta la altitud, la efectividad del filtro disminuye ya que su densidad también lo hace (el número de núcleos por unidad de área disminuye y por tanto la absorción de neutrones disminuye) y así, el flujo de neutrones se incrementa. La figura 1.7 muestra un máximo en un punto de altitud en donde la densidad de la atmósfera es muy pequeña y a continuación un decremento ya que la presencia de protones frente a la de neutrones es mayor.

### Variaciones producidas por la latitud en el flujo de rayos cósmicos terrestres.

El flujo de neutrones terrestres responsables de la mayoría de los fallos electrónicos son el resultado directo de la interacción de los protones solares y galácticos con la parte superior de la atmósfera terrestre. Esta interacción produce la ionización de la atmósfera superior, evidenciada por las auroras boreales que habitualmente pueden verse en los polos. La aparición de las auroras boreales normalmente está limitada a latitudes altas debido a que las líneas del campo magnético terrestre en el polo norte y el sur son perpendiculares a la superficie de la tierra. Así, el efecto de apantallamiento magnético o rigidez geomagnética es mínima en los polos y el flujo de partículas que interaccionan con la atmósfera en los polos es significativamente más alto que en las latitudes próximas al ecuador, donde las líneas del campo magnético son paralelas a la superficie terrestre y es más probable que el protón sea atrapado o expulsado

nuevamente al exterior. El flujo de neutrones en función de la latitud se muestra en la figura 1.8.

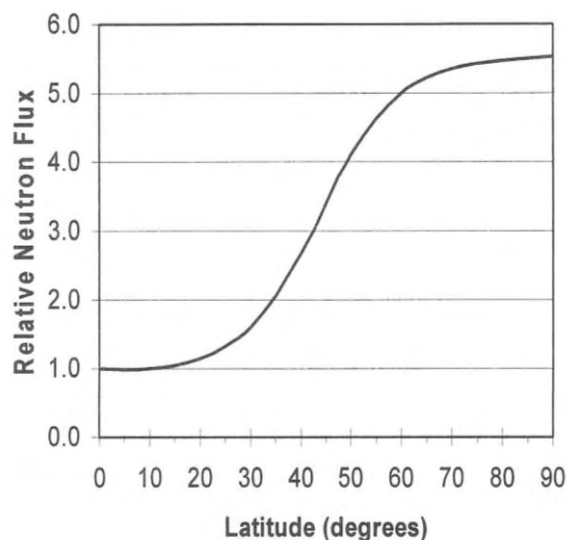


Fig. 1.8. Variación del flujo de neutrones con la latitud terrestre. Dado que la rigidez geomagnética o "apantallamiento" es mínima en los polos, el flujo de neutrones es máximo para latitudes altas [BA05].

### 1.3.2.- Radiación a nivel espacial.

Una vez analizado el ambiente de radiación terrestre veamos de una manera introductoria el ambiente de radiación espacial. Como ya hemos dicho antes, las fuentes de radiación más importantes son la radiación cósmica galáctica y la radiación cósmica solar, que modula todo el medio ambiente espacial, causando problemas no sólo de instrumentación, navegación y aceleración de la caída de los vehículos de órbita baja, sino que pueden poner en peligro la vida de los astronautas si no se toman las medidas de protección adecuadas. Por sus repercusiones veamos, aunque sea brevemente, la naturaleza de esta última, asociada estrechamente a los periodos de actividad solar.

Situado a una distancia de 1 unidad astronómica (unos 150 millones de kilómetros), el Sol es una esfera gaseosa altamente ionizada (plasma) de aproximadamente 1.400.000 kilómetros de diámetro, compuesta en un 93,1% por hidrógeno y un 6,8% de helio. El núcleo es donde tienen lugar los procesos termonucleares de fusión donde 4 átomos de hidrógeno se unen para dar 1 átomo de helio que queda como subproducto de la reacción, liberándose una gran cantidad de energía (389.000 trillones de kilowatios por segundo) en forma de radiación gamma y neutrinos. Los neutrinos atraviesan fácilmente la atmósfera solar y escapan hacia el medio interplanetario, sin embargo, los fotones de radiación gamma, después de un largo viaje de miles de años (experimentan una serie de procesos de absorción y emisión) pasan a la capas exteriores por radiación y convección (columnas de gases) e irrumpen en la fotosfera, que es el disco que vemos a simple vista, donde liberan su energía. Cuando observamos la fotosfera con un telescopio de alta resolución aparece formada por una serie de gránulos que recuerdan a los granos de arroz (granulación

fotosférica). Obviamente, de unos 200 a 2.000 kilómetros de diámetro, estos gránulos constituyen la parte superior de las columnas de gases.

Rodeando la fotosfera existe una región que se denomina cromosfera que sólo es visible con filtros especiales. Esta región es de enorme interés, pues en ella tienen lugar los mayores cataclismos de la atmósfera solar. Estos cataclismos, denominados fulguraciones cromosféricas, que aparecen como enormes "explosiones", son una liberación repentina de una tremenda cantidad de energía y materia desde la atmósfera solar. Su duración es de minutos a horas y se producen en determinadas zonas de la atmósfera solar denominadas regiones activas caracterizadas por la existencia de grupos de manchas, más o menos complejas, con intensos campos magnéticos.

La fulguración se comporta como un gigantesco acelerador, donde se genera radiación electromagnética que va desde la radiación gamma a las ondas de radio decamétricas, pasando por rayos X, ultravioleta, visible, infrarrojo y radiación corpuscular, principalmente protones y electrones que, como verdaderos proyectiles, son lanzados al medio interplanetario formando parte del viento solar, que en principio sale en forma radial pero que, debido a la rotación del Sol, adquiere la configuración de espirales de Arquímedes (que recuerda a los aspersores utilizados para regar los jardines), cuya interacción con el medio interplanetario causa como veremos una serie de problemas.

Por encima de la cromosfera se encuentra la corona. En la corona, y no siempre asociadas a las fulguraciones, se producen las eyecciones coronales de masa, donde millones de toneladas de plasma solar son eyectadas al medio interplanetario causando, como en el caso de las fulguraciones, serios problemas en todos los vuelos al espacio exterior si no se toman las medidas adecuadas.

Nuestro planeta, que a fin de cuentas también es una nave viajando por el espacio, está protegido por dos "paraguas": su atmósfera, que con su capa de ozono filtra buena parte de la radiación ultravioleta, y el campo magnético terrestre, que desviando y atrapando otras de estas partículas permite la vida en la Tierra.

Veamos la cronología de los fenómenos asociados a una gran fulguración. Hay unos efectos inmediatos debidos a la radiación electromagnética que, por viajar a la velocidad de la luz, tarda unos 8,5 minutos en llegar a la Tierra, provocando interrupciones en las comunicaciones por radio. Veamos por qué: La ionosfera es una región de la atmósfera terrestre compuesta básicamente por 3 capas: D, E y F, que se comportan como un espejo para las señales de radio de diferentes longitudes de onda emitidas desde la Tierra que, tras sucesivas reflexiones entre la superficie terrestre y estas capas, permite la comunicación a grandes distancias. Normalmente las señales de onda corta se reflejan en la capa F (que es la más alta) después de atravesar las capas D y E, pero los rayos X y la radiación ultravioleta asociados a la fulguración ionizan fuertemente la capa D, impidiendo por absorción que las señales lleguen a la F, donde deben reflejarse.

Por último, las nubes de plasma formadas por partículas de menor energía (40-100 keV) que tardan de 20 a 72 horas en llegar a la Tierra, generan fenómenos como son las auroras al interactuar con la alta atmósfera, que excitada emite cortinas de luz de belleza indescriptible. Tal y como se ha citado anteriormente, las auroras son observables en las latitudes altas (regiones polares), pues son los puntos por donde las partículas penetran con más facilidad.

Las tormentas magnéticas son causadas también por las partículas solares al interactuar con el campo magnético terrestre, haciendo que la brújula magnética "se vuelva loca" en las latitudes altas y que las aves pierdan su orientación durante los procesos migratorios. Asociadas a las tormentas magnéticas se generan corrientes inducidas que causan la interrupción de las comunicaciones por cable submarino (por ejemplo, estamos hablando por teléfono con Nueva York y se interrumpe la comunicación sin causa aparente). Asimismo, se produce la inducción de corrientes eléctricas en las líneas de alta tensión de largo recorrido que pueden desde quemar transformadores hasta dejar sin fluido eléctrico a grandes urbes, como ha ocurrido con los famosos apagones de Nueva York y Quebec (en 1989). La inducción de corrientes de cientos de amperios en las líneas de bombeo de combustible a grandes distancias, como ocurre en Alaska, puede dar lugar también a problemas de corrosión.

Como vemos, todos estos fenómenos suelen sonar como algo más o menos anecdótico, pero en realidad pueden causar pérdidas muy cuantiosas. A nivel terrestre ya se han apuntado. Además, nuestro modo de vida, cada vez más dependiente de las comunicaciones, se ve gravemente perturbado por estos fenómenos a nivel espacial, debido a la alta presencia de satélites de comunicación a nivel extratmosférico.

A parte de los satélites específicos de comunicación, también las sondas espaciales de investigación sufren muchos problemas eléctricos derivados de su exposición a niveles altos de radiación, tal y como se ha apuntado en la introducción de esta memoria (Fig. 1.9).

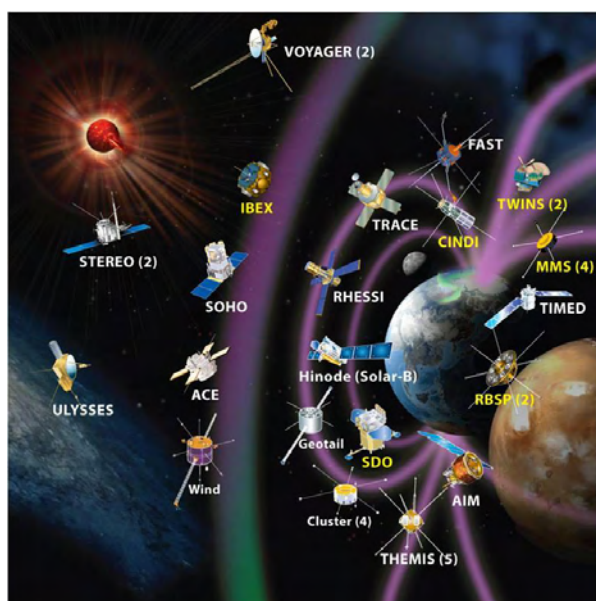


Fig. 1.9.- Recreación de misiones NASA para el espacio.

Así, veamos qué problemas pueden surgir en los dispositivos electrónicos embarcados en un satélite o sonda espacial al estar están sometidos continuamente a altos niveles de radiación.

#### **1.4.- EFECTOS DE LA RADIACIÓN SOBRE DISPOSITIVOS ELECTRÓNICOS.**

Los efectos causados por la radiación sobre los componentes electrónicos que, en definitiva, modifican las propiedades físicas de los materiales con los que se construyen, pueden ser divididos en dos grandes grupos:

❖ Efectos acumulativos:

- Dosis Ionización Total o TID ("Total Ionization Dose"): acumulación de cargas en los materiales componentes del dispositivo.
- Daños por Desplazamiento o DD ("Displacement Damage"): desplazamiento de los átomos de la red cristalina.

❖ Efectos de naturaleza transitoria o SEE ("Single Event Effects ").

- Errores Leves o "Soft Error": ionización transitoria que produce un mal funcionamiento, pero que no destruye el dispositivo.
- Errores Graves o "Hard Error": ionización transitoria que destruye el dispositivo.

A continuación se describen más detalladamente estos efectos:

##### **1.4.1.- Efectos acumulativos.**

Los efectos acumulativos se identifican con una degradación continua de los parámetros eléctricos del componente con el tiempo, hasta la pérdida de la funcionalidad. Son debidos a la acumulación de cargas por ionización en el conjunto de los óxidos del componente durante el curso de la misión (Dosis Total de Ionización) y al incremento de los defectos en las mallas cristalinas producidas por los desplazamientos atómicos (Daño por Desplazamiento), que a su vez agrava aún más el nivel de degradación por ionización. Estos efectos acumulativos están relacionados directamente con la duración de la misión.

##### **1.4.1.1.- Dosis de Ionización Total.**

La TID o Dosis de Ionización Total se debe a las partículas ionizantes y a los fotones que interaccionan con los materiales, y generan pares electrón-hueco en los mismos. Parte de estos pares se recombinan, pero otra parte permanece atrapada en forma de carga eléctricas en las capas del material [SZ81, GI00, ANE00]. Estas cargas son las causantes de los daños por ionización acumulada.

Este daño es progresivo. La velocidad de deposición de la dosis es normalmente constante para una misión específica, pero la velocidad con que se degrada un componente depende del propio componente, e implica derivaciones paramétricas irreversibles y en ocasiones fallo funcional del componente.

Las derivas de dosis hay que analizarlas en conjunto con otras posibles (daños por desplazamiento, envejecimiento, temperatura) para intentar garantizar que el equipo funciona correctamente a fin de vida del satélite (tiempo de la misión). El aporte más importante de dosis ionizante en las misiones que orbitan la Tierra viene principalmente por cruzar o sumergirse en los cinturones de radiación (cinturones Van Allen de la tierra). Durante una misión interplanetaria, la dosis viene principalmente de las partículas emitidas por el sol.

La unidad de medida que se utiliza para definir la robustez o nivel de dosis tolerada por cada componente electrónico se expresa en Gray. Se define 1 Gray (Gy) como la cantidad de radiación ionizante necesaria para transferir un 1 J de energía de a 1 Kg del material estudiado. En la definición de esta unidad no es necesario considerar ni la naturaleza de la radiación ni la energía de las partículas o fotones. En cambio, sí es necesario conocer el tipo de material que está siendo irradiado. Por esta causa, se debe hablar de 1Gy (Si), 1Gy (SiO<sub>2</sub>), etc. Aún sigue siendo ampliamente utilizado el rad, que es la centésima parte de 1Gy (1Gy = J/kg = 100 rad).

#### **1.4.1.2.- Daño por desplazamiento.**

El Daño por Desplazamiento o DD ("Displacement Damage") es otro efecto causado por las partículas espaciales en los materiales semiconductores. Si una partícula energética colisiona con un átomo, el átomo retrocederá de su posición en la malla del material. Si la energía transferida al átomo es suficiente, el átomo podrá moverse libre de su posición a otra intersticial, dejando una vacante. Si llevara mucha energía, podría desplazar a otros átomos creando grandes grupos de defectos en la red (Fig. 1.1).

El primer efecto del DD es la creación de grupos de átomos atrapados en el material, que pueden actuar como generadores, recombinadores o centros de atracción para otros átomos. Estos últimos merman la vida de los portadores minoritarios, incrementando el nivel de generación térmico de los pares electrón-hueco, y reduciendo la movilidad de los portadores [SU87, SU88, MA89, SU93]. La degradación lleva a derivas paramétricas irreversibles y eventualmente a fallos funcionales del componente. Como en el caso de la TID, las degradaciones deben estudiarse junto a las debidas por otros fenómenos (temperatura, envejecimientos) para garantizar el funcionamiento al final de la vida útil del satélite.

El daño por desplazamiento se mide en RDU ("Radiation Damage Unit") o Unidad de Daño por Radiación. Se define como la cantidad de energía media que cede un neutrón de 1 MeV al chocar con un átomo de un material determinado. Sea cual sea el tipo de irradiación, se puede determinar el flujo equivalente de neutrones con energía de 1 MeV que ocasionaría el mismo daño y viceversa. A su vez cada partícula tiene

asociado un **NIEL** ("Nonionizing Energy Loss"), que define la pérdida de energía no ionizante o deposición de energía en el material asociada a los daños de desplazamiento.

#### 1.4.2.- Efectos de naturaleza transitoria o efectos puntuales (SEE).

Los efectos de naturaleza transitoria o también llamados efectos puntuales son debidos al paso de una partícula energética por una zona sensible del dispositivo. La interacción típica de los iones pesados es la ionización directa mientras que los protones provocan interacción nuclear y emisión de núcleo de retroceso en el componente. La consecuencia es una impulso de corriente transitoria resultando en una perturbación funcional del dispositivo (error lógico, transitorio, cortocircuito, etc) [MA97].

Las partículas responsables de los efectos puntuales, también llamados SEE (Single Event Effect") o SEP ("Single Event Phenomena") son:

- iones procedentes de la radiación cósmica (además de los hipotéticos iones por erupción solar)
- protones de los cinturones de radiación y de erupción solar.

Hay muchas condiciones y modos de fallo debidos a SEE, dependiendo de la partícula incidente y del propio componente. Es conveniente clasificar los tipos de SEEs en dos grupos: errores leves o "soft" (no destructivos) y errores graves o "hard" (destructivos). Los denominados leves son efectos no destructivos para el componente y pueden aparecer como un cambio de un bit en una celda de memoria o en un registro, e incluye las condiciones que causan que un componente interrumpa su funcionamiento normal. Los errores graves pueden (no es absolutamente necesario) destruir físicamente al componente, y son efectos funcionales permanentes. Todos estos efectos, graves o leves, pueden ser o no aceptables para una aplicación de diseño particular.

##### 1.4.2.1.- Errores Leves.

Los errores leves son fallos que afectan al sistema electrónico de manera temporal, manifestándose como anomalías totales o parciales. Aún siendo la naturaleza del fallo siempre la misma, el fallo depende del área de impacto de la partícula y de la energía, el efecto del fallo es claramente diferenciable en función del tipo de dispositivo afectado. Así su nomenclatura varía en función de que el dispositivo afectado sea analógico o digital. Algunos de los fenómenos de tipo "soft" más típicos son los siguientes:

- ❖ Single Event Upset o **SEU**: se produce el fenómeno de SEU cuando una partícula atraviesa una celda de memoria de un circuito digital (p. e., una RAM) y el rastro de portadores creados produce un cambio en el valor que almacena.

Es el suceso aislado mejor estudiado puesto que fue predicho en 1962 y observado experimentalmente en 1975 [MA97, KO97].

- ❖ Multiple Bit Upsets o **MBU**: este error consiste en una producción simultánea de SEUs. Es decir, el impacto de la partícula produce fallos en zonas que afectan a varias celdas de memoria simultáneamente [GE03].
- ❖ Single Event Transient o **SET**: Es la respuesta transitoria de un circuito a la acción de un SEE. Normalmente se detecta una perturbación en los niveles de tensión durante un corto periodo de tiempo [SA01]. Existen dos tipos de SET:
  - ASET: Para circuitos analógicos
  - DSET: Para circuitos digitales.
- ❖ Single Event Functional Interrupt o **SEFI**: Es la respuesta del circuito a SEEs provocados en zonas extremadamente sensibles como son circuitos de reloj, inicialización, test. Un ejemplo de ello son los efectos puntuales producidos en la etapa lógica encargada de implementar un código redundante a prueba de errores [GR03, AR04].

Los errores leves pueden ser corregidos mediante el reiniciado del sistema o por técnicas de redundancia en circuitos digitales [ANG00, MO03a].

#### 1.4.2.2.- Errores Graves.

Los errores graves son fallos que suponen una avería permanente del circuito ya que normalmente afectan la integridad física del circuito. Algunos de los fenómenos de tipo "hard" más típicos son los siguientes:

- ❖ Single Event Latch-Up o **SELU**: Aparece en dispositivos integrados CMOS, en los que una partícula cargada activa un tiristor parásito cuyo consumo de corriente es tan elevado que provoca la ignición del dispositivo [JON00] (Fig. 1.10). Este fenómeno sólo puede ser evitado añadiendo limitadores de corriente e interruptores que apaguen el circuito cuando se advierta la presencia de un fenómeno de este tipo [DE00].

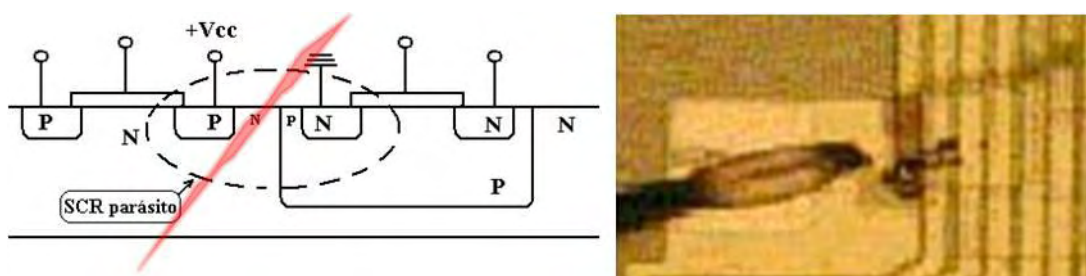


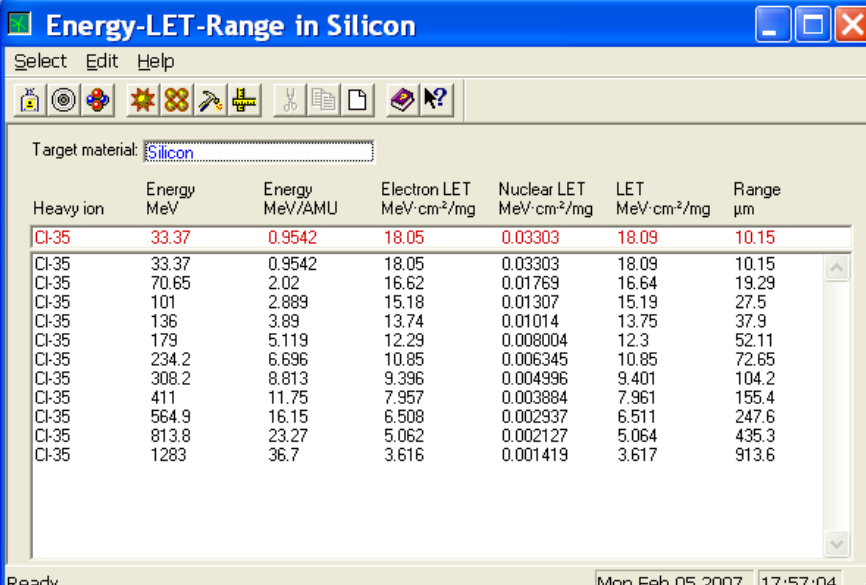
Fig. 1.10. Izda. Fenómeno de Latch-up; Dcha. Estado del componente tras Latch-up.

- ❖ Single Event Gate Rupture o **SEGR**: Se produce cuando una partícula cargada atraviesa la puerta de un transistor MOS creando un plasma conductor que cortocircuita los terminales de puerta y el canal [DA93, BA98, WH94].



- ❖ Single Event Burn-Out o **SEBO**: Estos fenómenos se producen cuando un transistor de potencia (bipolar o de efecto campo) se encuentra en situación de corte y una partícula cargada viajera crea un plasma conductor entre los extremos (Drenador y fuente, colector y emisor). El cortocircuito que se produce conlleva la destrucción por calor del dispositivo [HO87, KU00].

La ionización instantánea por una partícula se mide en términos de Transferencia Lineal de Energía o **LET** ("Linear Energy Transfer"), equivalente al NIEL para interacción no ionizante. Esta magnitud mide la energía que deposita una partícula por unidad de masa y volumen del material de impacto, y por distancia recorrida en su interior. La unidad habitual del LET asociado a una partícula es  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{mg}^{-1}$  y existen tablas de equivalencia y "software" que nos permite rápidamente conocer el valor de LET asociado a cada partícula en función de su energía y del material de impacto (Fig. 1.11).



Heavy ion	Energy MeV	Energy MeV/AMU	Electron LET MeV·cm <sup>2</sup> /mg	Nuclear LET MeV·cm <sup>2</sup> /mg	LET MeV·cm <sup>2</sup> /mg	Range μm
Cl-35	33.37	0.9542	18.05	0.03303	18.09	10.15
Cl-35	33.37	0.9542	18.05	0.03303	18.09	10.15
Cl-35	70.65	2.02	16.62	0.01769	16.64	19.29
Cl-35	101	2.889	15.18	0.01307	15.19	27.5
Cl-35	136	3.89	13.74	0.01014	13.75	37.9
Cl-35	179	5.119	12.29	0.008004	12.3	52.11
Cl-35	234.2	6.696	10.85	0.006345	10.85	72.65
Cl-35	308.2	8.813	9.396	0.004996	9.401	104.2
Cl-35	411	11.75	7.957	0.003884	7.961	155.4
Cl-35	564.9	16.15	6.508	0.002937	6.511	247.6
Cl-35	813.8	23.27	5.062	0.002127	5.064	435.3
Cl-35	1283	36.7	3.616	0.001419	3.617	913.6

Fig. 1.11. Herramienta de cálculo de LET proporcionada por Brookhaven National Laboratory [HTTP-BNL].

La sensibilidad de un componente frente a eventos puntuales se expresa en términos de sección eficaz ( $\sigma$ ), que se define según la relación:

$$\sigma = N_e / \Phi$$

donde  $N_e$  es el número de eventos observados y  $\Phi$  es la fluencia incidente (numero de iones por  $\text{cm}^2$ ).

Aunque la sección eficaz se expresa en unidades de superficie ( $\text{cm}^2$ ) solo puede ser asociada a una superficie real de nodos sensibles en el componente en el caso de eventos simples, representando una medida de la probabilidad de fallo. En el caso de eventos múltiples, cuando un solo ión cambia el estado de varios biestables a la vez, la sección eficaz puede llegar a sobrepasar las dimensiones de la superficie total.

Para caracterizar correctamente la sensibilidad de los componentes frente a iones pesados se relaciona la sección eficaz con el LET de los iones incidentes, resultando la llamada curva de “Weibull”. Esta se obtiene experimentalmente irradiando con varios tipos de iones, variando sus energías y variando los ángulos de incidencia.

Así, la sensibilidad del dispositivo a un tipo particular de radiación puede ser caracterizada en términos de sección eficaz (“Cross Section”). Como se ilustra en la figura 1.12, la sensibilidad del dispositivo a la radiación, en este caso de iones pesados, es función del LET del ión incidente. De esta manera se expresa la probabilidad de que ocurra un fenómeno transitorio o SEE por partícula incidente y por superficie, en función de LET asociado.

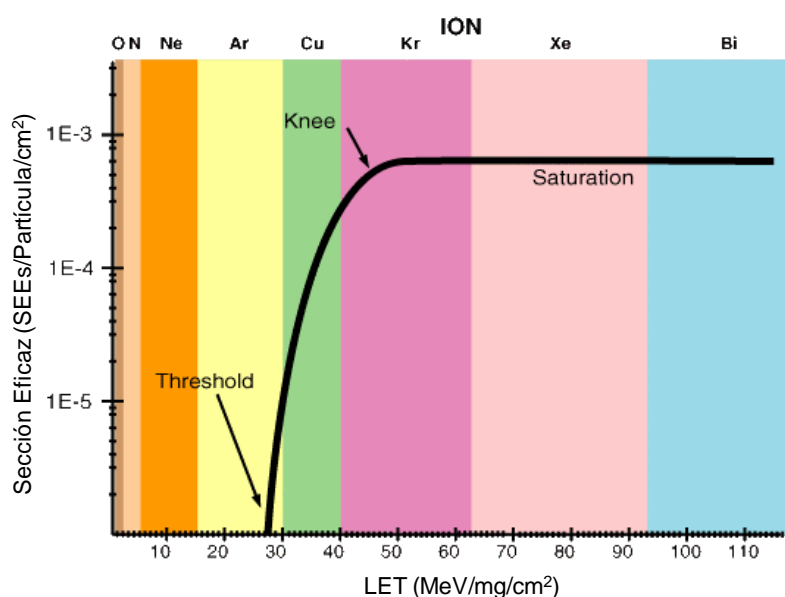


Fig. 1.12. Curva de sensibilidad LET/Sección eficaz. Nótese, en diferentes colores, el LET asociado a cada tipo de ión.

La existencia de un umbral en el valor de LET se justifica rápidamente debido a la necesidad de alcanzar una carga crítica para que se produzca un suceso aislado. Generalmente, los sucesos aislados se producen en regiones del semiconductor en los que existe un campo eléctrico intenso, como puede ser una unión PN inversamente polarizada. La partícula cargada libera carga en una zona sensible del dispositivo en donde el volumen es constante y, por tanto, cuanto mayor sea la capacidad ionizadora de la partícula viajera, más carga se generará. Por otra parte, la curva de Weibull es de naturaleza asintótica. A niveles de LET elevados, la sección eficaz se mantiene constante, es decir, se alcanza el valor de sección eficaz de saturación.

Los umbrales de sensibilidad a los iones pesados descienden a medida que aumenta la capacidad de integración de las tecnologías. Haciendo un histórico de las tecnologías y la evolución de los umbrales de sensibilidad se puede decir:

- En los años 70, los umbrales del LET se mantenían superiores a un valor de  $30 \text{ MeVcm}^2\text{mg}^{-1}$ . Los componentes eran solo sensibles a iones pesados (Fig. 1.12) y mostraban una baja tasa de errores.
- En la década de los 80, los umbrales pasaron la barrera de  $30 \text{ MeVcm}^2\text{mg}^{-1}$  disminuyendo hasta  $15 \text{ MeVcm}^2\text{mg}^{-1}$ . Por tanto, aumentó significativamente la sensibilidad a iones pesados. En este punto empezó la aparición del problema a la sensibilidad a protones con bajo LET.
- A partir de los 90, los umbrales bajaron hasta el valor de  $1 \text{ MeVcm}^2\text{mg}^{-1}$ , provocando un brusco aumento de errores en vuelo producidos por las partículas galácticas encontradas en diferentes órbitas.

### 1.5.- AMBIENTES DE RADIACIÓN ESPACIAL.

El ambiente de radiación cercano a la Tierra se puede dividir en dos categorías, la radiación puntual y las partículas atrapadas en los cinturones de Van Allen (Fig. 1.13).



Fig. 1.13.-Ambientes de radiación espacial.

La radiación puntual consiste en rayos cósmicos galácticos y en partículas que provienen de los eventos solares. Las partículas atrapadas en los cinturones de Van Allen se componen de protones energéticos, electrones y de iones pesados (Fig. 1.14).

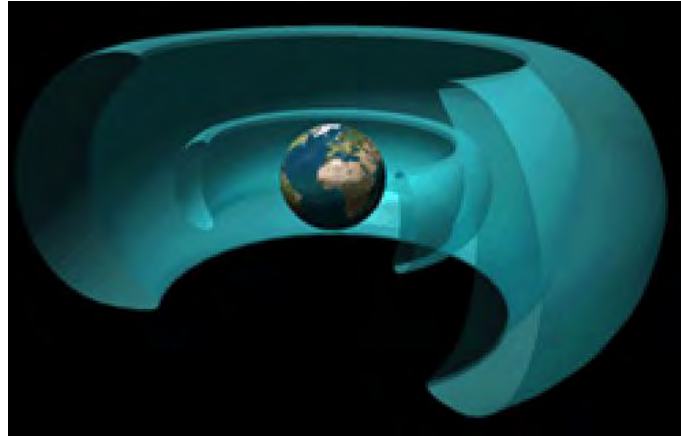


Fig. 1.14.- Los cinturones de Van Allen.

Los rayos cósmicos, que incluyen a todos los iones naturales de la tabla periódica, se presentan en flujos de baja densidad que pero con energías de hasta TeV. Las erupciones solares producen protones, electrones, partículas alfa e iones pesados hasta el hierro (elemento más pesado generado en el Sol) menos energéticos. En un primer orden, todas estas partículas se consideran omnidireccionales e isotrópicas (Fig. 1.15). En el espacio también existen plasmas de baja energía, tanto de electrones como de protones. En los cinturones, donde se encuentran las partículas atrapadas, el plasma es el componente de energía más bajo con respecto al resto de partículas cargadas. En las regiones más alejadas de la magnetosfera y en el espacio interplanetario, el plasma existente se asocia con el viento solar.

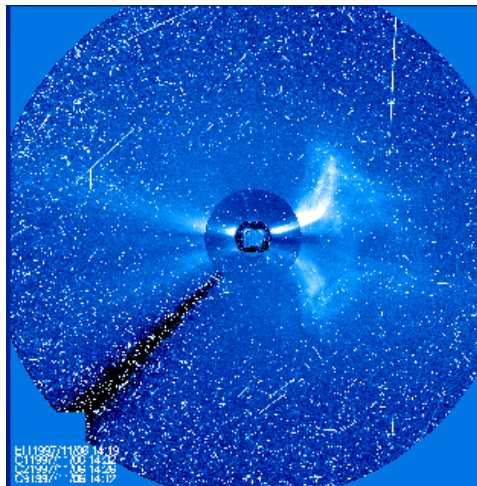


Fig. 1.15.- Traza de partículas procedentes de un evento solar observadas con el satélite SOHO. Fuente NASA [HTTP-SOHO].

### 1.5.1.- Protones y electrones atrapados.

Estas partículas pueden provocar un daño importante en los sistemas electrónicos y en los humanos. Existe un gran rango de variación en el posible nivel de daño, dependiendo de la órbita del satélite, la actividad solar, y las condiciones de la

magnetosfera. Tanto los protones como los electrones contribuyen al daño por dosis ionizante, y para algunos componentes electrónicos, los efectos singulares provocados por protones son un riesgo. Los protones también contribuyen a la degradación por NIEL asociada a los daños por desplazamiento. Los protones son especialmente problemáticos por sus altas energías y potencia de penetración. Como se mencionó antes, los electrones de baja energía son los responsables de las descargas electrostáticas, lo que puede ser un problema serio para los satélites de órbita alta (por ejemplo estacionarios) porque están expuestos a una densa población de los mismos. Los electrones de alta energía pueden penetrar en el satélite, y ser captados por los materiales aislantes para más tarde descargarse dañando la electrónica adyacente.

### 1.5.2.- Iones pesados provenientes de los rayos cósmicos galácticos.

Los niveles de flujo de rayos cósmicos galácticos son muy bajos en comparación a los de las partículas atrapadas, pero son potencialmente peligrosos para los componentes electrónicos ya que sus altas energías les hacen muy penetrantes (Fig. 1.16). Además, el valor del LET aumenta conforme aumenta su número atómico. El LET de una partícula en un determinado medio depende de la densidad del material al que bombardea y en un grado menor de la densidad y espesor del material de apantallamiento. Es el valor tan alto de LET de los iones pesados lo que hace que contribuyan tanto a los problemas de efectos singulares en el satélite, especialmente en las órbitas donde la magnetosfera terrestre ofrece poca protección.

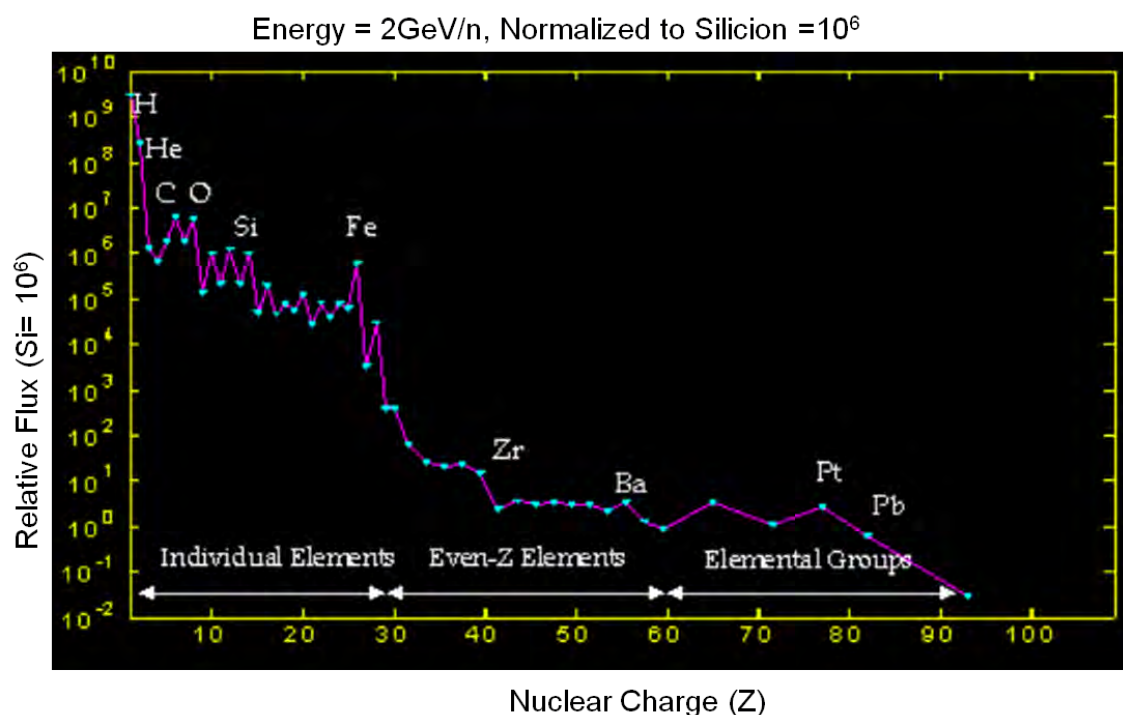


Fig. 1.16.- Flujo de rayos cósmicos en un determinado ambiente de radiación espacial.  
Fuente NASA [HTTP-RAD].

### **1.5.3.- Partículas solares.**

En las órbitas expuestas a los eventos solares aparecen principalmente fallos por efectos singulares. Todavía hoy, no existe un método preciso y fiable para predecir cuándo se va a producir uno de estos efectos. Los síntomas se producen muy poco tiempo antes del evento, con lo que la capacidad de reacción es pequeña.

Para los sistemas que deben operar durante un evento solar, los efectos singulares provocados por los protones solares y los iones pesados deben ser evaluados y acotados. Los iones muy pesados prácticamente no contribuyen en nada a los niveles de daño por dosis total, pero en cambio suponen un serio problema por interacción ionizante para los sistemas que deben operar durante el evento. Implica que se deben controlar muy bien los efectos y calcular la probabilidad de fallo en este tipo de equipos para evaluar la criticidad, y según ésta, tomar las decisiones adecuadas (cambio de componente por otro, implantación de sistemas de detección y control, etc.).

Los protones contribuyen a la dosis total ya que su presencia es mucho más abundante. Degradan las células solares, especialmente en las misiones interplanetarias, órbitas geoestacionarias y geoestacionarias de transferencia.

## **1.6.- ÓRBITAS Y ENTORNOS DE RADIACIÓN.**

Existe mucha variación en los niveles de radiación que va a encontrar un satélite dependiendo de su trayectoria por las diferentes fuentes de radiación. A continuación se enumeran algunas de las órbitas típicas, considerando la problemática que presentan desde el punto de vista de radiación, y especialmente de las fuentes que pueden causar SEEs.

### **1.6.1.- Órbita baja - LEO (Low Earth Orbits).**

La órbita polar de baja altitud se usa ampliamente para supervisar la Tierra cada día. Cuando la Tierra gira bajo un satélite que realiza una órbita polar, cubre su superficie al completo (Fig. 1.17). Típicamente, un satélite en esa órbita se mueve casi en círculo a unos 1000 km sobre el suelo (algunas van más bajas pero no duran tanto debido a la fricción del aire) y realiza cada órbita en unos 100 minutos.

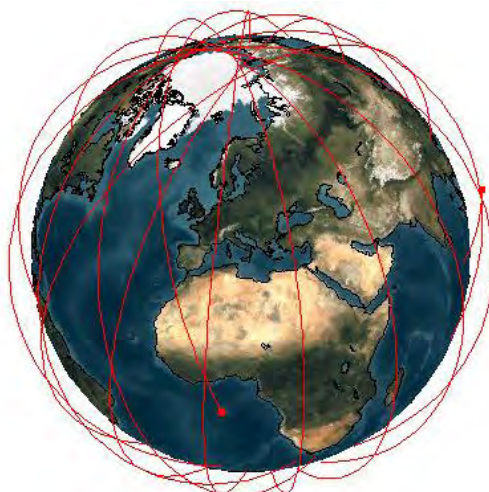


Fig.1.17. Ejemplo de trazas de órbitas polares. El recorrido completo de toda la superficie de la tierra se consigue por el giro de la misma.

Muchos vehículos utilizan esas órbitas, p.ej. los satélites de vigilancia de la Fuerza Aérea de los EE.UU. de la serie DMSP, o las serie francesa de vehículos SPOT de recursos terrestres. La lanzadera espacial evita las órbitas polares, debido a que volar a través de la aurora expone a los astronautas a la radiación y crea otros problemas. Pero para el estudio de la aurora, las corrientes de Birkeland, la lluvia polar u otros fenómenos relacionados con la magnetosfera distante, son muy útiles esas órbitas. Por ejemplo, aunque el vehículo DMSP fue diseñado con fines militares, los científicos también lo equiparon con magnetómetros, detectores de partículas y otros instrumentos que han proporcionado una gran cantidad de información científica.

La radiación encontrada en una misión, desde el punto de vista de los componentes y sus efectos, puede expresarse en términos de curvas de dosis (para el nivel de radiación no ionizante) y espectro de LET (para el nivel de radiación ionizante).

La curva de dosis es el resultado de aplicar el entorno de partículas a través de blindajes tabulados en un cierto material, normalmente aluminio. El resultado de la dosis total depositada en un detector de silicio se reproduce en una curva dosis total expresada en Rad (Si) respecto al espesor de aluminio, expresado en mm de Al (Fig. 1.18).



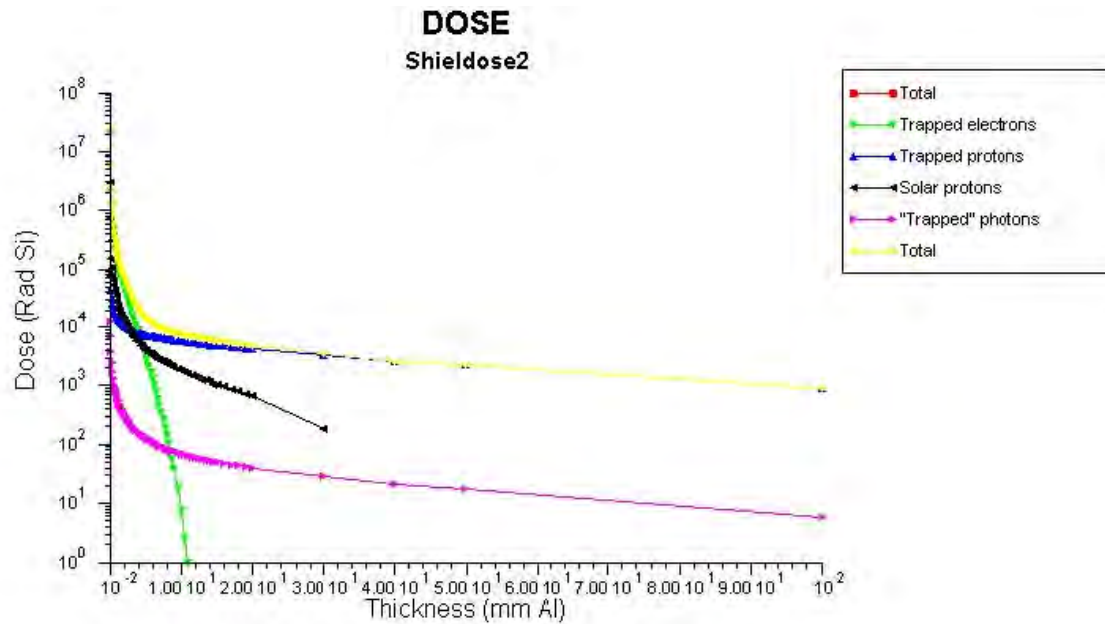


Fig. 1.18. Curvas de Dosis para una misión LEO.

El espectro de LET indica el número de partículas recibidas con un LET determinado y se expresa en  $p/cm^2s^1$  (Fig. 1.19).

Todas las figuras referenciadas en este apartado respecto al espectro del LET son estimaciones realizadas mediante el software CREME ("The Cosmic Ray Effects on Microelectronics"). Es un paquete informático de simulación que permite a un diseñador de la sonda espacial estimar las tasas de error sobre la microelectrónica del satélite causadas por el bombardeo de rayos cósmicos [HTTP-CR].

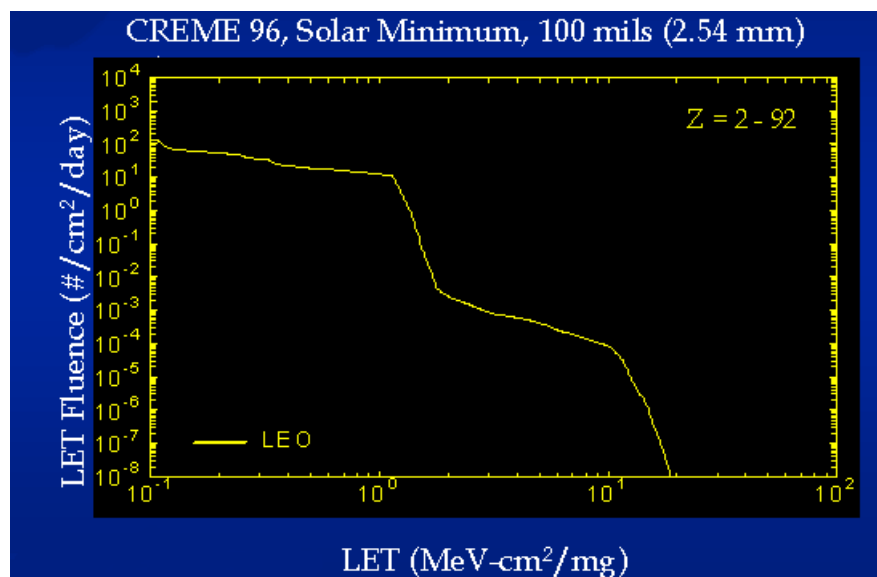


Fig. 1.19. Espectro de LET para una misión LEO. Fuente NASA [HTTP-RAD] [HTTP-CR].



La característica más importante del ambiente encontrado por los satélites LEO es que cada día pasan a través de los cinturones de protones y electrones. El nivel de los flujos recibidos varía con la inclinación y altitud de la órbita.

La cantidad de protección que el campo magnético da al satélite frente a rayos cósmicos y tormentas solares es dependiente de la inclinación, y en un menor grado de la altitud de la órbita. Al incrementar la altitud, la exposición a los rayos cósmicos y a las tormentas solares se incrementa gradualmente, sin embargo, el efecto de la inclinación es mucho más importante. Según se incrementa la inclinación, el satélite está más tiempo en las regiones accesibles para las partículas. Según se alcanzan las regiones polares, y se sitúan fuera del campo magnético, están expuestos totalmente a los rayos cósmicos y partículas de las tormentas solares.

Bajo condiciones magnéticas normales (sin perturbaciones en la magnetosfera), los satélites que tienen una inclinación por debajo de  $45^\circ$  están completamente blindados de la agresión de los protones solares. Durante eventos solares de larga duración, la presión en la magnetosfera causará que las líneas del campo magnético se compriman haciendo que la tormenta solar y las partículas de los rayos cósmicos alcancen altitudes e inclinaciones previamente inalcanzables. Lo mismo ocurre para los rayos cósmicos durante las tormentas magnéticas grandes.

#### **1.6.2.- Órbita geoestacionaria-GEO (Geostationary Orbits).**

El período orbital de un satélite aumenta cuando crece su distancia media a la Tierra. La lanzadera espacial en una órbita circular de baja altitud, justo sobre la atmósfera, completa el círculo en unos 90 minutos mientras que la Luna, situada a 380.000km, completa una órbita en 27,3 días. A distancias intermedias hay períodos intermedios y entre los dos extremos está la distancia donde el período orbital es de 24 horas. Se encuentra por encima del ecuador a 35.900 km y se la denomina órbita geoestacionaria o sincrónica.

Un satélite situado en esta órbita sobre el ecuador mantiene su posición fija sobre algún punto de la superficie terrestre. Esta órbita es útil sobre todo para los satélites de comunicaciones, debido a que una estación en tierra enlazada con el satélite estará siempre en contacto con él todo el tiempo que su antena apunte hacia un punto fijo en el cielo (Fig. 1.20).



Fig. 1.20. Órbita Geoestacionaria. Satélite (punto rojo) y Tierra giran a la misma velocidad manteniéndose el satélite fijo sobre un punto de la superficie terrestre.

Lo mismo ocurre con las antenas parabólicas que reciben las emisiones de TV desde esos satélites y por supuesto, los satélites meteorológicos diseñados para observar p.ej. el tiempo en los EE.UU. Siempre tendrá la visión apropiada si está estacionado en una órbita sincrónica y mirando hacia los EE.UU. La agencia NOAA del gobierno de los EE.UU. ("National Oceanic and Atmospheric Administration") mantiene un conjunto de satélites sincrónicos GOES para la observación del tiempo y vigilar el ambiente espacial.

La red de seguimiento de la NASA, también usa satélites TDRSS ("Tracking, Data and Relay Satellite System") en órbitas sincrónicas para recopilar datos de los vehículos espaciales cercanos a la Tierra. Actualmente más de 200 vehículos espaciales comparten esa órbita, la mayoría satélites de comunicaciones comerciales.

La órbita sincrónica también es la frontera aproximada entre la magnetosfera terrestre y las partes exteriores donde ésta no protege frente a las tormentas solares y otros cambios activos. Por esta razón muchos satélites sincrónicos transportan detectores de campos magnéticos para la detección de iones y electrones atrapados o inyectados. El interés en esa región está motivado en parte para la comprensión de que la llegada repentina de una gran cantidad de partículas energéticas, como ocurre de vez en cuando, puede cargar los satélites con varios cientos de voltios, pueden crear señales falsas en sus circuitos y pueden incluso, en casos extremos, causar serios daños.

El entorno de radiación, puede describirse también en función de la curva de dosis (Fig. 1.21) y del espectro LET de partículas (Fig. 1.22). Hay que tener en cuenta, que, este tipo de órbita se encuentra fuera del alcance de los anillos de Van Allen, y por tanto no hay contribución de partículas atrapadas. Sin embargo, se alcanzan valores de LET muy altos (falta de protección campo magnético terrestre) y una más directa exposición al sol y, por tanto, a los protones solares. La figura de dosis suele ser bastante alta, debido básicamente a la larga duración de los satélites en esa órbita (de 15 a 18 años).

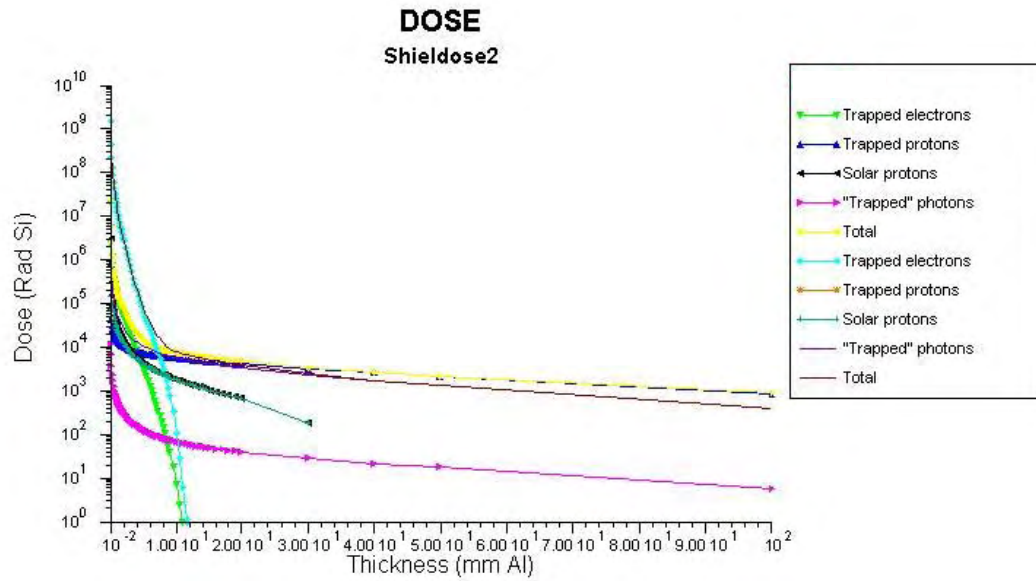


Fig. 1.21. Curvas de Dosis para una misión GEO.

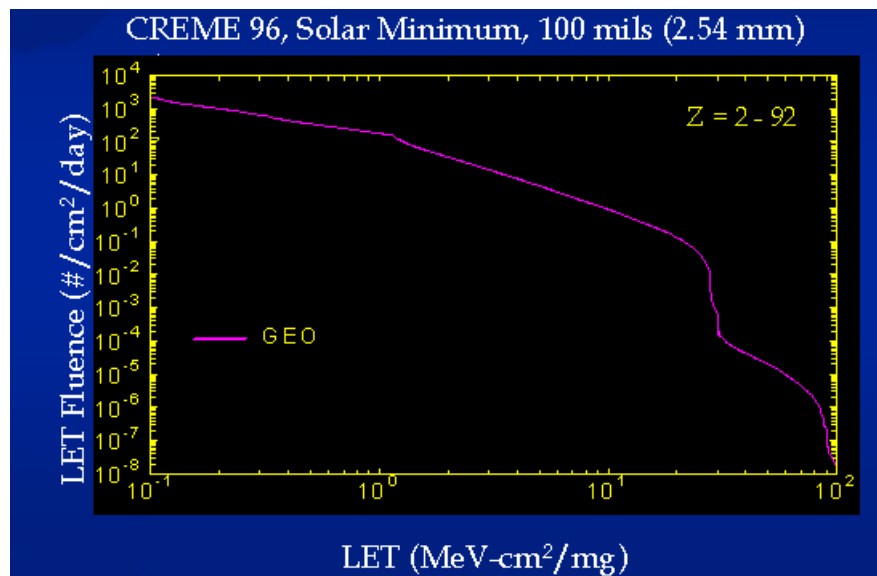


Fig. 1.22. Espectro de LET para una misión GEO. Fuente NASA [HTTP-RAD, HTTP-CR].

### 1.6.3.- Orbits intermedia-MEO (Medium Earth Orbits).

Sistema a mitad de camino entre los dos anteriores, con órbitas que rondan los 20.000 km, se presentan como una solución de compromiso entre las dos anteriores por lo que cuentan con las ventajas e inconvenientes de los dos sistemas, aunque no tan marcadas.

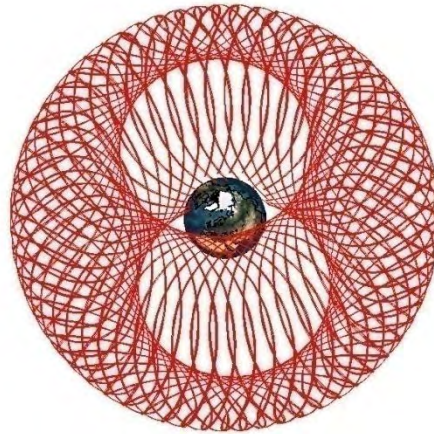


Fig. 1.23. Órbita Galileo.

La curva de dosis es directamente dependiente de la zona “media” que se encuentre. En el caso de la órbita de Galileo (26000 Km aprox. Fig. 1.23) se encuentra en pleno centro del cinturón exterior de Van Allen, con el consiguiente aumento de protones y, por tanto, de dosis de ionización total, como se aprecia en la figura 1.24.

Desde el punto de vista del espectro de LET (Fig. 1.25), nos encontramos también en un punto intermedio entre LEO y GEO, pues, sin tener toda la “protección” de los Anillos, el campo magnético terrestre ejerce una misión más protectora desviando una buena parte de las partículas cósmicas.

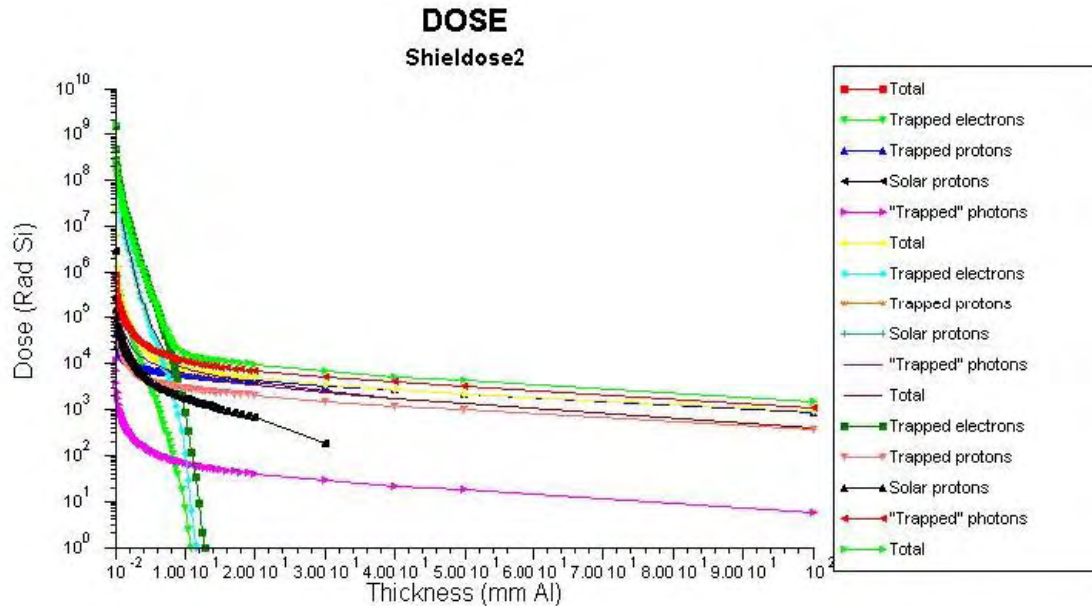


Fig. 1. 24. Curvas de Dosis para una misión MEO.

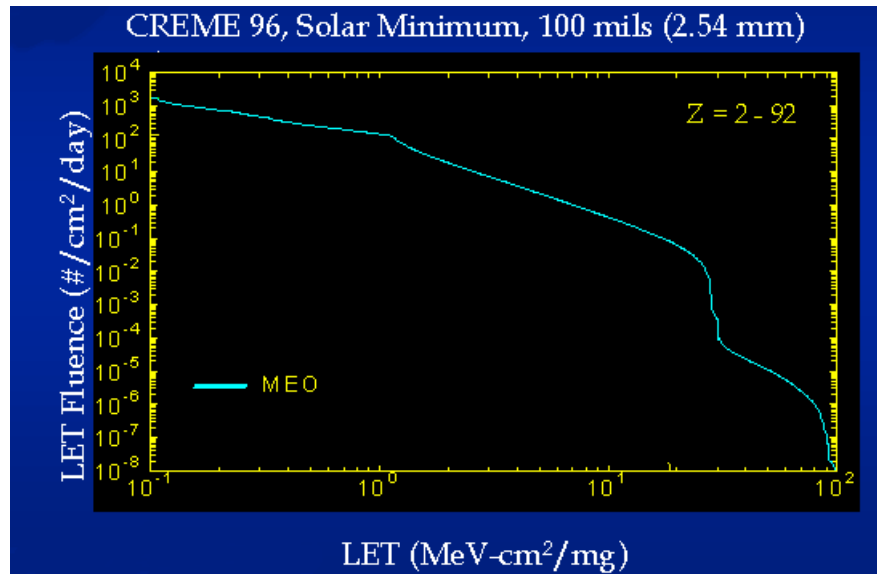


Fig. 1.25. Espectro de LET para una misión MEO. Fuente NASA [HTTP-RAD, HTTP-CR].

#### 1.6.4.- Actividad solar.

El nivel de todas estas fuentes se ve afectado directamente por la actividad del sol. El ciclo solar se divide en dos fases diferentes de actividad: la de mínimo solar y la de máximo solar. En media, un ciclo dura once años, pudiendo variar de nueve a trece años (Fig.1.26). Normalmente, los modelos de radiación reflejan los cambios en los niveles de partículas con respecto a los cambios en la actividad solar.

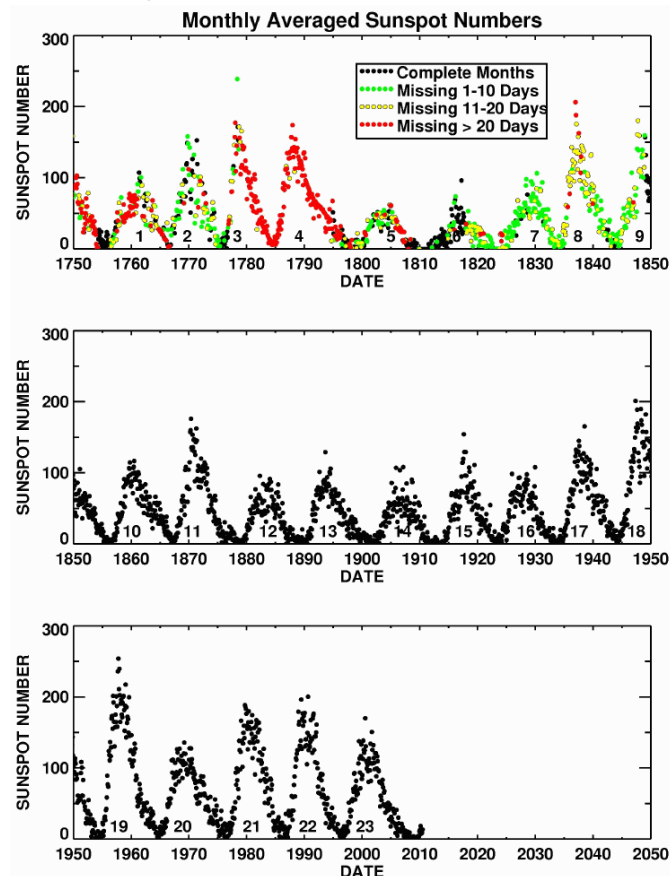


Fig. 1.26. Evolución del ciclo solar (nº de manchas solares). Fuente NASA [HTTP-SUN].

### 1.7.- FENÓMENOS TRANSITORIOS Y MÉTODOS DE CARACTERIZACIÓN.

El más simple de los efectos puntuales es la aparición de una señal transitoria o SET en un sistema electrónico. Desde un punto de vista eléctrico, el SET se traduce por la aparición de un impulso de corriente o tensión a la salida del circuito (Fig. 1.27). Los componentes implicados son dispositivos lineales (amplificadores, comparadores, reguladores, etc.) así como los que contienen lógica combinacional.

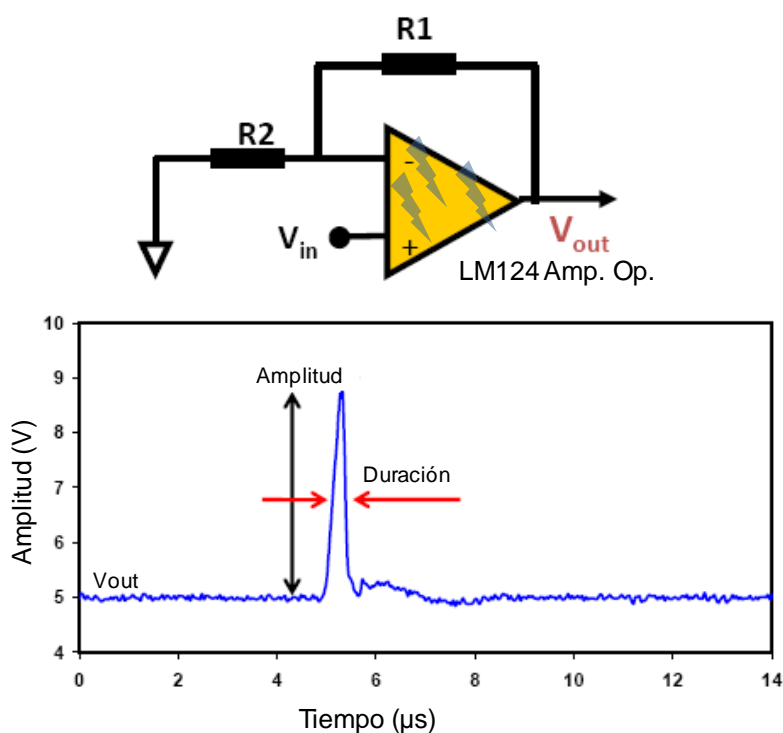


Fig.1.27. Fenómeno transitorio o SET en el amplificador operacional LM124.

Cabe remarcar que la criticidad de un efecto SET no se encuentra en su naturaleza intrínseca, sino en su eventual propagación a través del circuito hasta llegar a una zona o punto crítico. Desde un punto de vista práctico, este efecto puede ser comparable al producido por fuentes causantes de interferencias electromagnéticas o inestabilidades típicas de la tensión de alimentación.

Estos efectos se caracterizan principalmente determinando su máxima amplitud y su duración a mitad del máximo ("Full Width at Half Maximun" o FWHM) (Fig. 1.27). Los umbrales de SET medidos dependen de la naturaleza de los iones que impactan en el componente: un ion de LET alto creará una acumulación de energía más importante, donde las cargas colectadas serán a su vez más numerosas y por tanto, la señal resultante del SET será más intensa en términos de amplitud y duración.

El método más usual de mitigar los efectos de un SET consiste en añadir un filtro paso-bajo formado por elementos pasivos a la salida del dispositivo susceptible de producir el pico de tensión. De esta manera, las componentes de media y baja

frecuencia serán desviadas a tierra sin que puedan afectar al resto de los componentes. El precio que hay que pagar al seguir esta estrategia es la ralentización de los circuitos y sistemas. Desafortunadamente, la frecuencia de trabajo actual de los sistemas electrónicos obliga a cambiar de estrategia ya que la presencia de estos filtros protectores lastran el funcionamiento del circuito. Es por ello que la solución más empleada en la industria espacial es la selección de componentes inmunes a este tipo de fenómenos.

Los fallos de los componentes en vuelo es un tema que, por supuesto, causa gran preocupación. Los efectos de propagación de los SEEs por los circuitos, subsistemas, y sistemas también tienen que analizarse. El nivel de impacto sobre un sistema del circuito afectado por un SEE depende del tipo y ubicación del efecto, así como del diseño eléctrico.

Tanto el impacto funcional de un SEE en el sistema o satélite como la probabilidad de su ocurrencia, sientan las bases para validar un requisito de diseño. En el ámbito de sistemas es requisito indispensable hacer a la electrónica lo más inmune posible, utilizando técnicas de mitigación e incluyendo el concepto de requisitos de tolerancia a la radiación para los componentes. El óptimo compromiso y combinación entre componentes endurecidos y mitigación efectiva del diseño tanto software como hardware, es hoy por hoy la mejor solución.

#### **1.7.1.- Tests de detección de SETs y SEUs en aceleradores de partículas.**

El método actual para determinar la tolerancia de un componente a los efectos transitorios o eventos de partícula, consiste en llevar el componente a un acelerador de partículas e irradiarlo para detectar la aparición de SETs (Dispositivos Analógicos) o SEUs (Dispositivos Digitales) cuantificando sus efectos eléctricos. A la hora de planificar este test, deben tenerse en cuenta las siguientes premisas:

- ❖ Debe estudiarse el ambiente en el que va a trabajar el componente, para determinar tanto el tipo de partículas como el espectro de energías que van a interactuar con el componente. El haz de partículas en el acelerador debe ser de naturaleza similar al que se haya determinado teóricamente.
- ❖ El dispositivo debe estar polarizado en las mismas condiciones en que va a estar trabajando en vuelo.
- ❖ Dependiendo de la potencia del acelerador, el dispositivo debe estar desencapsulado para permitir que las partículas cargadas penetren en el material.
- ❖ Se deben examinar y evitar todos los componentes presentes en el sistema de test que sean susceptibles de sufrir este tipo de eventos, para evitar la contaminación de los resultados.
- ❖ La cámara de pruebas, normalmente una cámara de vacío, impone limitaciones de espacio. Es por ello, que las pruebas se realizan normalmente a componentes independientes y no a sistemas.

La realización de estas pruebas es una tarea que requiere tiempo y preparación exclusiva para cada prueba (tarjetas de test dedicadas, ensayo de parámetros importantes para el sistema, etc).

En la actualidad, sólo existen en Europa cuatro aceleradores homologados y se prevé que, en un futuro próximo, este número descienda. Los dos aceleradores existentes en España, con sedes en Madrid y Sevilla, no están homologados para espacio debido a que la energía que se alcanza en ellos, del orden de los KeV, no se considera suficiente para producir eventos puntuales equivalentes de altas energías, del orden de los MeV.

El problema de contar con escasas y lejanas instalaciones unido al incremento en la sensibilidad de los componentes electrónicos hace que se haya disminuido la disponibilidad de las instalaciones incrementado notablemente el tiempo de espera. Este hecho obliga a buscar alternativas válidas para la caracterización de dispositivos electrónicos frente a la radiación.

#### **1.7.2.- Uso de LASER para generar sucesos aislados.**

En un intento de solucionar el problema planteado en la sección anterior, en este trabajo se investiga la generación de eventos transitorios o sucesos aislados por medio de fuentes láser.

Básicamente, se debe utilizar el láser para generar carga libre en el interior del material y observar los posibles picos de tensión en la salida del componente. De este modo, se puede simular el comportamiento del dispositivo cuando es irradiado con iones capaces de producir sucesos aislados.

Las ventajas de esta técnica son evidentes:

- ❖ Economía: La adquisición de una fuente láser así como sus complementos (mesa sísmica, instrumentación óptica, etc.) representa un gasto menor que el derivado del alquiler periódico del acelerador y, evidentemente, de su compra, instalación y mantenimiento.
- ❖ Disponibilidad: Al disponer la empresa o institución de todo el material necesario para llevar a cabo las pruebas, se evitan los inconvenientes de un largo tiempo de espera y del escaso margen de tiempo para realizar los experimentos.
- ❖ Repetitividad: Este concepto está directamente relacionado con el anterior. Evidentemente, en caso de que un experimento haya arrojado resultados tan sorprendentes que necesiten ser confirmados con nuevas pruebas, no es necesario esperar hasta la siguiente cita que se haya concertado con la dirección del acelerador.



- ❖ Seguridad: En todo acelerador existe siempre el peligro derivado de la presencia de radiación residual, que puede afectar al personal encargado de hacer las pruebas, y ser el origen de problemas derivados de la exposición a radiación. Irradiar con láser conlleva evidentemente menos problemas

Una de las diferencias fundamentales entre la producción de sucesos aislados por láser y por partículas ionizantes es la forma de la nube de plasma. La partícula incidente crea cargas mediante ionización a lo largo de su trayectoria que puede modelarse como un cilindro cuyo eje de simetría coincide con la dirección de la partícula viajera.

En cambio, el láser crea pares de partículas libres en una zona cercana a la superficie de impacto, debido a la opacidad del semiconductor, siendo el número de cargas creadas función el coeficiente de absorción del material y de la distancia desde la superficie de impacto hasta el punto de interés.

El primer paso para abordar este problema consiste en diseñar un modelo teórico suficientemente preciso que pueda predecir los resultados de interés antes de proceder a la realización de los experimentos reales. Este modelo teórico se desarrolla en el capítulo II de la presente tesis.

En definitiva, a pesar del carácter prometedor de la técnica del láser para producir sucesos aislados, queda un largo trecho por recorrer antes de tener la total seguridad de que el ensayo con fuentes de irradiación láser pueden suplir plenamente los ensayos convencionales con aceleradores de partículas.

### **1.8.- DISPOSITIVOS SUSCEPTIBLES DE SER EXAMINADOS POR IRRADIACIÓN LÁSER.**

Una vez analizado el comportamiento de los dispositivos bajo diferentes tipos de radiación, los efectos de la radiación laser se corresponderían con la radiación ionizante transitoria y por lo tanto puede ser asociado a los daños producidos por ésta. Como consecuencia hay que concluir que todos los dispositivos que muestran los efectos de este tipo de radiación son susceptibles de ser utilizados en este proyecto de emulación de entorno espacial mediante láser.

En particular los dispositivos fabricados en tecnología MOS son muy afectados por la radiación ionizante, produciendo en ellos daños que afectarán dramáticamente a su funcionamiento y en especial podrá producir sucesos aislados [FR05]. Sin embargo no es éste el caso de los dispositivos en tecnología bipolar. Éstos son más robustos y tolerantes a la radiación ionizante acumulada, aunque los efectos de creación fugaz de carga asociados a la radiación ionizante también pueden provocar transitorios no deseados cuyos efectos pueden ser catastróficos [FR05].

En cualquier caso no siempre es posible conocer la topología de los circuitos, ya que no es fácil que la proporcione el fabricante, pero si es importante conocer la posibilidad de que se presenten estos transitorios, incluso sin una explicación precisa del suceso, para intentar minimizar sus consecuencias mediante un diseño apropiado de la

instrumentación. Así, el haz láser ha sido utilizado hasta la fecha en gran número de dispositivos integrados para estudiar su comportamiento frente a radiación ionizante transitoria. En los siguientes apartados, se examinarán brevemente los distintos elementos examinados así como los efectos que se han podido investigar.

### **1.8.1.- Dispositivos Básicos.**

Las irradiaciones láseres han permitido conocer la sensibilidad de algunos dispositivos sencillos. Si bien es cierto que el volumen de trabajos que conciernen a este punto no es tan elevado como en el de otros dispositivos, existen experiencias bastante interesantes. Los dispositivos electrónicos sencillos de los que se ha hallado información en la literatura son los siguientes:

1. Fotodetectores: Se han realizado estudios para determinar la forma y estructura de los ASETs esperados en estos dispositivos. Los resultados experimentales no se restringen al silicio pudiéndose realizar experiencias similares en otros semiconductores como GaAs, InP y InGaAs [LA06, LA05a, LA03, LA05b].
2. Transistores discretos: Se han realizado estudios para la investigación de corrientes transitorias en transistores contruidos en tecnología MESFET de GaAs [BU96a, MO90, MO93, SC95]. No se han encontrado muchos para otros transistores más convencionales (sólo [MI06a]). Así, se han encontrado resultado de irradiaciones en transistores aislados en circuitos integrados complejos [DO05, FE06, MU00].

### **1.8.2.- Dispositivos Analógicos.**

Gran cantidad de trabajos describen investigaciones en estos componentes. Generalmente, el suceso aislado de mayor interés es el ASET aunque también se ha investigado la incidencia de Latch-Ups en estos dispositivos:

1. Amplificadores operacionales: En prácticamente todos los trabajos se ha buscado un estudio de los ASETs generados al irradiar puntos específicos del componente. La mayor parte de los trabajos se centran en el LM124 [MO04, BO04, BO02, BU04a, BUC04, ST02, PO01b, PE02, MO05].
2. Comparadores: A semejanza de los amplificadores operacionales, en estos dispositivos se ha estudiado la generación, duración y amplitud de ASETs, tanto en versiones comerciales como en versiones resistentes a la radiación [LA02, BU04a, PO02, BU02].
3. Reguladores de tensión: Se han investigado la incidencia de ASETs tanto en circuitos integrados (LM137) [JO06] como en circuitos equivalentes a partir de componentes discretos [AD06].

4. Osciladores controlados por tensión ("VCO"): Otro grupo de dispositivos estudiados son estos osciladores, en los que se ha investigado la distorsión causada por el impacto de pulsos de láser [CH03, CH06].
5. Moduladores de anchura de pulso ("PWM"): En estos dispositivos, se ha investigado la incidencia de SETs así como la posibilidad de Latch-Up [CH05].

### **1.8.3.- Dispositivos Digitales.**

En estos dispositivos, la variedad de sucesos aislados posibles de estudiar es mucho mayor que en los casos anteriores. Asimismo, existe un mayor número de trabajos, dedicados fundamentalmente al estudio de memorias:

1. Flip-flops: En un estudio relativamente antiguo [BU90], se demuestra que se pueden inducir SEUs y Latch-Ups por medio de láser en flip-flops bipolares.
2. Conversores A/D: Se han realizado estudios sobre conversores analógico-digitales en tecnología CMOS investigando la incidencia de SEUs [PO04, BU05b, BU00a] y de Latch-Ups [MI01].
3. Fabric switches: Se conoce al menos un trabajo en el que se hallaron los puntos sensibles a SEUs y SEFIs en un componente de este tipo (AD8151) [BU04b].
4. Registros de desplazamiento (Shift Registers): Se ha encontrado un artículo en el que se explica el método de test de estos componentes. Asimismo, se explican métodos para capturar el punto donde se ha producido el suceso aislado [SU06].
5. CPLDs, FPGAs, ASICs y microprocesadores: Algunos trabajos indican que es posible utilizar láseres para investigar sucesos aislados en dispositivos programables [AL03, JO01].
6. DRAMs: Se han encontrado algunos trabajos en los que se han estudiado sucesos aislados en RAM dinámicas. En ellos, se ha investigado SEUs y MBUs [DU00, PO00a].
7. SRAMs: El circuito digital más estudiado por medio de haces láser es la SRAM [DO06, DO05, MI04, DA02a, DA02b, DA03, MO03b, MI06b, BU90, JO01, PO00b, OL05, BU00b, JO00, JO99, BU96b, BU94]. Se han investigado SRAMs en diversas tecnologías, incluyendo bipolares [BU94] o resistentes a la radiación [PO00a, OL05]. En estos dispositivos, se ha investigado sobre todo la ocurrencia de SEUs aunque también se han buscado MBUs [OL05, BU00b].

## **1.9.- CONCLUSION.**

Los dispositivos inmersos en un ambiente de radiación pueden sufrir serios problemas ya que son susceptibles de sufrir modificaciones en sus parámetros eléctricos normales de funcionamiento.

El estudio del comportamiento y validación de los componentes y sistemas electrónicos embarcados en un ambiente de radiación espacial es fundamental para garantizar el éxito de una misión.

Con la intención de minimizar los costes económicos de la misión se ha desarrollado una técnica complementaria de evaluación de dispositivos, mucho más sencilla y económica, que complementa a los sistemas tradicionales de evaluación en aceleradores de partículas.

Esta técnica consiste en emular mediante la irradiación láser los efectos producidos por la radiación ionizante transitoria en los dispositivos electrónicos. Tal y como se ha expuesto, esta técnica ha sido investigada, pero en los trabajos publicados hasta la fecha no se ha establecido una relación entre los parámetros de irradiación láser y la partícula que está siendo emulada en términos de masa y energía de impacto.

El presente trabajo aborda esta última relación desarrollando un modelo teórico de emulación que establecerá la relación inequívoca entre los parámetros de irradiación láser y la masa y la energía de la partícula que está siendo emulada. Este modelo se basa en la producción de fallos equivalentes a los que produce el impacto de una partícula cargada al atravesar una zona sensible del dispositivo electrónico.

Así, el modelo teórico de emulación de un entorno espacial mediante la técnica de irradiación láser se expondrá en el capítulo II.



## CAPÍTULO II

# MODELO TEÓRICO DE EMULACIÓN DE LOS EFECTOS DE LA RADIACIÓN MEDIANTE LA INTERACCIÓN LASER/SEMICONDUCTOR.

### 2.1.- INTRODUCCIÓN.

Tal y como se puede deducir del capítulo I de la presente memoria, no es posible emular con láser todos los fenómenos de interacción radiación-materia que afectan a los dispositivos electrónicos y que pueden acontecer en un entorno de radiación. De entre todos ellos, podremos emular los que son consecuencia de la aparición de un exceso de carga por efectos de ionización. Emular con láser los efectos producidos por la interacción no ionizante, es decir, producir en el dispositivo daños por desplazamiento es del todo imposible. A su vez, y centrándonos en los efectos producidos por la radiación ionizante, emular los efectos por dosis de ionización total, en una primera aproximación, será posterior al éxito en la reproducción de los fenómenos de ionización transitorios mediante láser. No obstante, la utilización del láser para descartar dispositivos que no se comportan adecuadamente frente a fenómenos de ionización transitorios producidos por la aparición de carga en el interior del semiconductor, ya supone un gran avance en caracterización y selección de dispositivos útiles para la misión espacial.

Así, en el presente capítulo nos centraremos en la completa descripción de los efectos transitorios que produce el impacto de un ión pesado sobre un dispositivo electrónico, con el objetivo de desarrollar un modelo teórico que establezca la correspondencia entre los parámetros del láser que intervienen en la irradiación del dispositivo y el ión que produce el mismo efecto sobre él. El modelo teórico establecerá qué iones, con qué energías y bajo qué condiciones es posible la emulación.

Hasta la fecha, los trabajos de investigación realizados se basan principalmente en la utilización del láser bajo el régimen lineal, es decir, en la creación de pares electrón-hueco mediante la absorción en el semiconductor de un único fotón. A esta técnica se la denomina SPA ("Single Photon Absorption"). Este tipo de emulación presenta serios inconvenientes en cuanto a capacidad de penetración del láser en el interior del semiconductor como veremos más adelante. Así, actualmente se está desarrollando la técnica de "doble fotón" o TPA ("Two Photon Absorption") que consiste en la creación de pares electrón-hueco bajo un régimen no lineal, es decir, la absorción de dos fotones simultáneamente con una longitud de onda cuyos fotones asociados tienen una energía inferior a la energía de la banda prohibida del semiconductor.

En base a estas dos líneas de investigación principales y con el objetivo de establecer una relación de estandarización del método para absorción lineal y de desarrollo del

método para absorción no lineal, el modelo teórico de emulación que proponemos establecerá los principios fundamentales de equivalencia ión-láser, relacionando la energía y la masa del ión con los parámetros del láser que intervienen en la irradiación.

## 2.2.- DEPOSICIÓN DE ENERGÍA POR IMPACTO DE IÓN.

Las partículas cargadas viajando a través de la materia, silicio por ejemplo, pierden energía debido a su interacción con los electrones y núcleo de los átomos constituyentes. La tasa de energía perdida es dominada por la interacción coulombiana entre el núcleo del ión incidente y los electrones exteriores de los átomos de silicio. En el proceso, los electrones externos de silicio absorben suficiente energía para escapar de la atracción nuclear del átomo, dejando tras el paso de la partícula una traza de pares electrón-hueco móviles (Fig. 2.1).

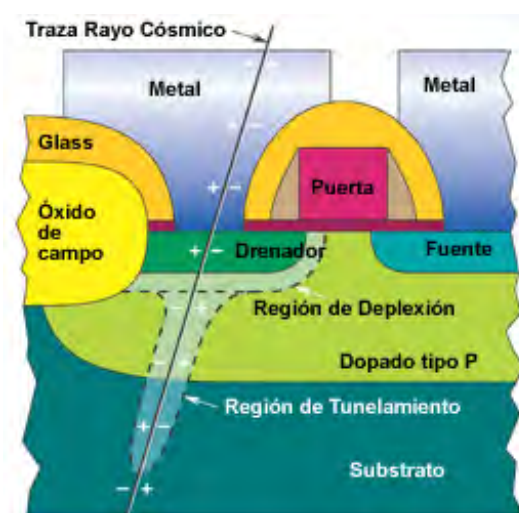


Fig. 2.1. Ilustración de la deposición de carga por impacto de un ión.

La energía perdida ( $dE$ ) por unidad de distancia ( $dx$ ) vía ionización depende de la carga ( $ze$ ) y la energía ( $\frac{1}{2}m_0v^2$ ) de la partícula incidente, y se puede calcular mediante la fórmula de Bethe [BE30, KN89, PE06]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} N \cdot Z \cdot B(m_0, v, I) \quad (2.1)$$

En la fórmula 2.1,  $N$  es la densidad numérica y  $Z$  el número atómico de los átomos del material absorbente,  $I$  es el potencial medio de ionización, que es de 3.6 eV en silicio y  $B(m_0, v, I)$  es una función que varía lentamente con la energía. La ecuación muestra claramente que la energía perdida por un ión atravesando un material es mayor para partículas altamente cargadas ( $z$  grande) con energías relativamente bajas ( $v$  pequeña).

La unidad de medida que expresa la energía que transfiere la partícula incidente al material es el **LET** ("Linear Energy Transfer"). Al LET asociado a una partícula también se le denomina energía de parada o "Stopping Power" y se define como la energía transferida linealmente al material normalizada a la densidad del material ( $\rho$ ), expresado habitualmente en  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ .

$$LET = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (2.2)$$

La figura 2.2 representa el LET en silicio de diferentes iones, en función de su energía asociada. Se observa cómo el valor del LET está perfectamente parametrizado en función de la energía incidente de cada partícula.

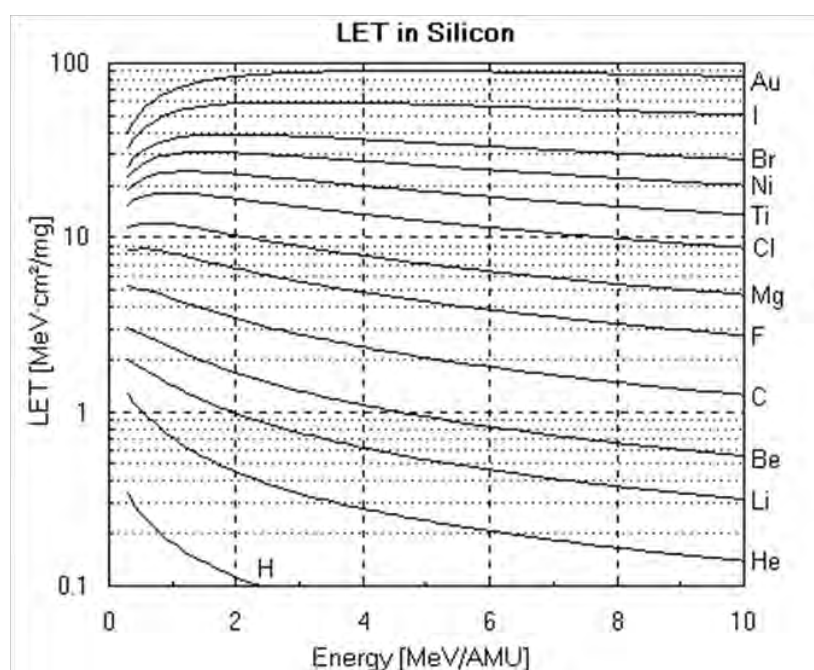


Fig. 2.2. LET en función de la energía del ión ( $\text{MeV}/\text{AMU}$ ) para diferentes iones con diferentes masas [HTTP-BNL] .

La figura 2.3 ilustra la dependencia del LET con la distancia de penetración en el material para un ión de Xe con una energía incidente de 5 GeV. Cuando el ión incide sobre el material tiene un LET relativamente bajo debido a que tiene poco tiempo para interactuar con los electrones externos. A continuación, la partícula pierde energía y su LET se incrementa gradualmente debido a que el tiempo de interacción aumenta. Finalmente, el LET alcanza un valor máximo y disminuye drásticamente debido a la transferencia máxima de energía al material. La energía máxima transferida ocurre cerca del final de la trayectoria y se conoce con el nombre de *Pico de Bragg*.



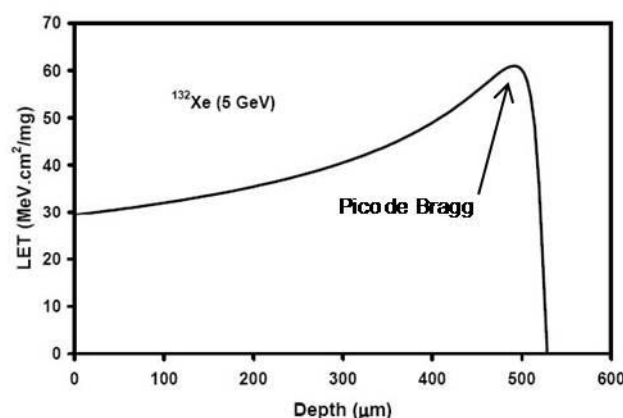


Fig. 2.3. LET en función de la profundidad de penetración en silicio para un ión  $^{132}\text{Xe}$  con una energía de 5 GeV [Z185].

La presencia del *Pico de Bragg* es importante ya que además de aparecer un valor máximo de LET para cada partícula, el LET puede tomar el mismo valor antes y después del *Pico de Bragg*. Este comportamiento indica que se obtiene el mismo valor del LET para dos valores diferentes de energía. A la hora de establecer equivalencias ion-láser, esta dualidad se debe tener en cuenta, y se tendrá en cuenta como veremos más adelante.

Tal y como se ha descrito en el capítulo anterior, las partículas incidentes también pierden energía a través de choques inelásticos con los núcleos del material. Durante un choque inelástico el ión incidente colisiona con un núcleo del material absorbente y se rompe provocando la emisión de partículas que también pierden energía vía ionización directa. Estos procesos nucleares que provocan ionización indirecta son muy infrecuentes ( $\sim 1$  evento de cada  $10^5$  partículas incidentes) por lo que se pueden ignorar tal y como refleja el LET nuclear asociado a la energía de la partícula incidente que aparece en la figura 1.11.

Un caso diferente es la interacción con protones. Éstos tienen un LET muy bajo como para producir transitorios vía ionización directa pero su flujo en el espacio es suficientemente alto como para que los mecanismos de ionización indirecta dominen en las fuentes de eventos transitorios.

### 2.2.1.- Mecanismos de colección de carga.

Todos los dispositivos electrónicos contruidos mediante un circuito integrado contienen uniones p-n. Así, veamos en una primera aproximación cómo es la colección de carga en un diodo aislado. La figura 2.4 muestra un diagrama de bandas un diodo de unión p-n. El diodo tiene dos modos de operación en función de su polarización: directa o inversa. Con un voltaje negativo aplicado en el lado dopado tipo P, el diodo está polarizado en inversa y una gran barrera de potencial impide el paso de la corriente. Un voltaje positivo mayor de 0.6 V aplicado sobre el lado P polariza en directa el diodo, reduce la barrera de potencial y permite el paso de la corriente

eléctrica, con los electrones moviéndose del lado N al lado P y los huecos moviéndose en la dirección opuesta.

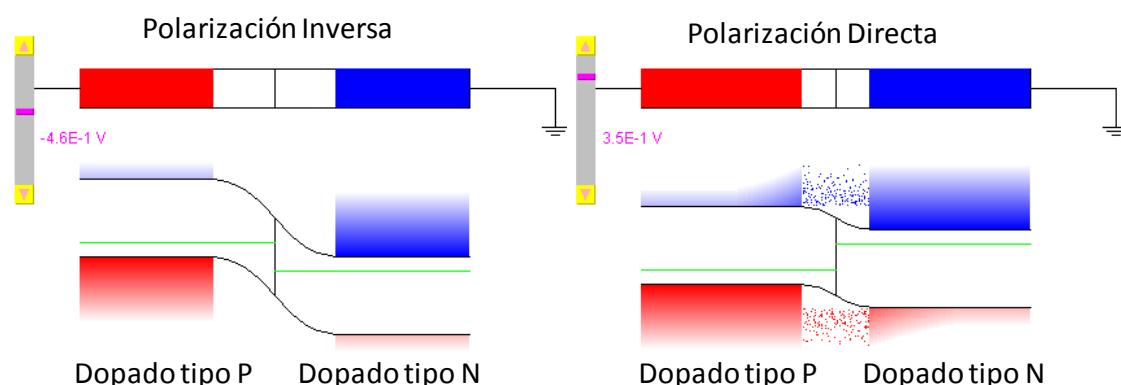


Fig. 2.4. Diagrama de bandas de un diodo de unión funcionando en inversa (izda) y directa (dcha).

La ionización implica la creación de pares electrón-hueco. La aparición de estos pares en una zona de carga espacial polarizada en inversa provoca la separación de éstos por la acción del campo eléctrico de la unión. Los electrones fluyen al lado N y los huecos al lado P. Este proceso, conocido como "arrastre", es muy eficiente recolectando carga e impide la recombinación del exceso de portadores (Fig. 2.5).

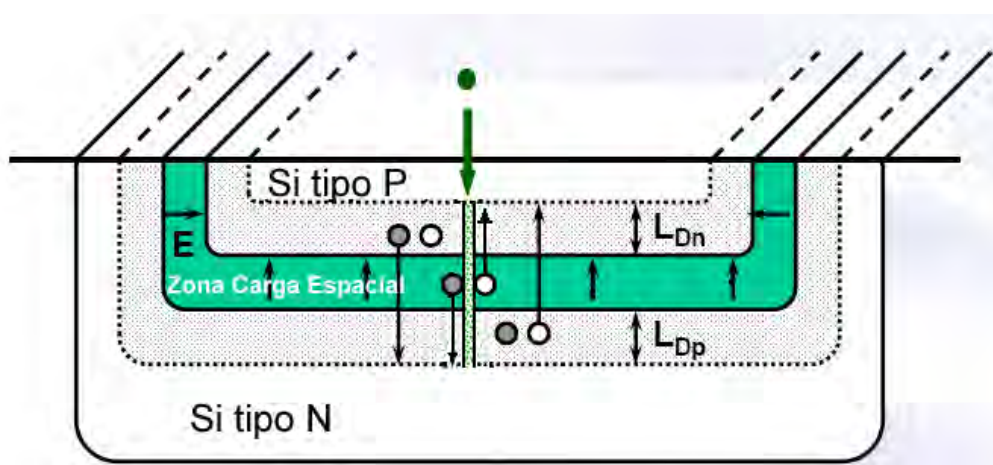


Fig.-2.5. Ilustración de la deposición de carga de un ión en la zona de carga espacial de una unión pn.  $L_{Dn}$  y  $L_{Dp}$  son las longitudes de difusión de electrones y huecos respectivamente.

La separación de carga da lugar a un campo eléctrico que parcialmente cancela el campo eléctrico existente en la unión. El potencial en la región N disminuye por el influjo de electrones y el potencial en el lado P aumenta por el influjo de huecos. Este flujo de cargas a través de la unión es la que produce un evento transitorio (ASET) a la salida del dispositivo analógico ya que el dispositivo pasa de corte a conducción.

Otro mecanismo de colección de carga se produce por "difusión". Cuando un ión pasa a través o cerca de la unión, una cierta cantidad de carga se puede generar fuera de la

unión. Eventualmente esta carga puede colectarse dentro de la unión, pero primero debe alcanzar el borde de la zona de deplexión. El movimiento de carga en ausencia de un campo eléctrico es consecuencia de un gradiente en la concentración, proceso conocido como "difusión". La difusión es un proceso mucho más lento que el arrastre y presenta fenómenos de recombinación mucho más altos, por tanto, la colección de carga por difusión es mucho menos eficiente que la colección de carga por arrastre. En la figura 2.6 se ilustra este comportamiento.

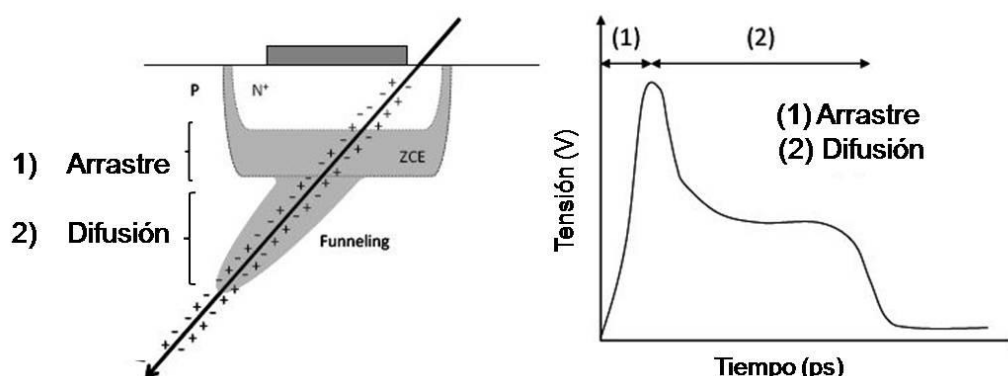


Fig. 2.6. Ilustración del efecto de una partícula ionizante al atravesar una unión p-n polarizada en inversa. Su efecto se distribuye en dos partes debidas a la corriente de difusión y a la corriente de arrastre.

Los transitorios que aparecen en los transistores bipolares son típicamente el resultado de una colección de carga por ambos mecanismos, arrastre y difusión, siendo el proceso de difusión altamente dependiente de la estructura del dispositivo y las propiedades físicas del material. El tamaño del transitorio de voltaje es, en parte, una medida de la cantidad de carga inyectada o depositada por la partícula incidente.

Los transistores bipolares en dispositivos lineales funcionan como amplificadores de corriente controlada. La corriente que fluye desde el emisor al colector es proporcional a la corriente inyectada en la base ( $I_C = h \cdot I_E$ ), donde  $h$  es la ganancia del transistor.

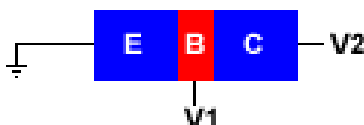


Fig. 2.7. Diagrama esquemático de un transistor npn en el que está indicado el emisor (E), la base (B) y el colector (C).

Así, el transistor consiste en dos uniones p-n que controlan la conducción de corriente a través del dispositivo. Tal y como se ha descrito anteriormente cada unión puede polarizarse independientemente en directa o en inversa (Fig. 2.7).

La aplicación de una polarización en directa de al menos 0.6 V a través de la unión B/E reduce la barrera de potencial y permite que la corriente fluya del emisor a la base. Al mismo tiempo, la corriente fluye desde el contacto de la base hacia el emisor a través de la base. La acción de amplificación en el transistor es posible porque la base es intencionadamente estrecha para minimizar la recombinación de portadores. Así, se

asegura que la mayoría de electrones inyectados desde el emisor hacia la base pueden difundirse a través de la base hasta el borde de la unión B/C. El gran campo eléctrico de la unión B/C polarizada en inversa, rápidamente atrae a los electrones hacia el colector. De esta manera, la corriente de electrones que fluye del emisor al colector es amplificada por la corriente de huecos inyectada en la base.

Por lo expuesto anteriormente se puede concluir que, en una primera aproximación, la carga depositada en la unión B/C polarizada en inversa será mucho más efectiva para producir ASETs que la carga depositada en la unión B/E polarizada en directa.

Los amplificadores de voltaje y los comparadores de tensión contienen numerosos transistores conectados en una amplia variedad de configuraciones en función de sus especificaciones funcionales. Tal y como se puede predecir, muchos de estos transistores en dispositivos lineales han resultado muy sensibles a la aparición de ASETs. Al ser dispositivos “sencillos” y al ser muy conocido su comportamiento frente a la radiación ionizante nos resultará de gran ayuda utilizarlos para evaluar el modelo experimental de emulación de impacto de iones que se implementará, basándonos en el modelo teórico de emulación, y que se expondrá en el capítulo 3.

### **2.2.2.- Concepto de carga crítica.**

La carga crítica se define como la cantidad de carga mínima necesaria para la aparición de un evento singular. En circuitos digitales, este concepto define la mínima cantidad de carga necesaria para producir un cambio de estado en una celda de memoria. En circuitos analógicos este concepto es arbitrario ya que los transitorios no se presentan como cambios de estado sino como variaciones de tensión en la salida del dispositivo. Así, sólo podemos hablar de carga crítica cuando nos referimos a la producción de un transitorio de una determinada amplitud.

La carga crítica es una propiedad del circuito que puede ser calculada como el producto de la capacidad dominante del nodo sensible (C) por la mínima variación de voltaje ( $\Delta V$ ) requerida para una SEE. La carga crítica también se puede obtener experimentalmente determinando el LET umbral y conociendo la longitud de colección efectiva de carga (d). En el umbral, la carga crítica es igual a la carga colectada, la cual, en primera aproximación, es el producto del LET por d.

La longitud de colección efectiva de carga (d), en la mayoría de las ocasiones, es un parámetro desconocido ya que depende de la tecnología de diseño de los transistores. Normalmente se estima en función de ésta, de los dopados típicos, de factores geométricos, de profundidades de capas epitaxiales, etc.

En la figura 2.8 se pueden ver las diferentes tecnologías de fabricación típicas de los transistores bipolares. En función del tipo de transistor, la colección efectiva de carga (d) es función de su fabricación ya que principalmente, las uniones son verticales o longitudinales.

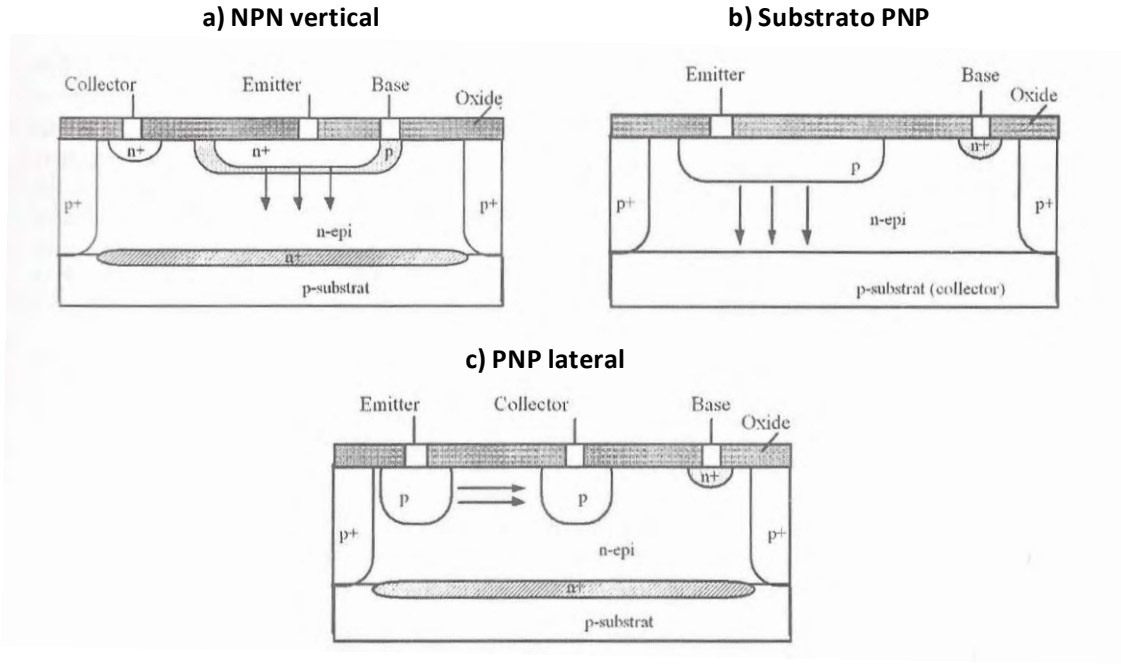


Fig. 2.8. Sección transversal de tres tipos diferentes de transistores:  
a) transistor npn vertical, b) substrato pnp, c) pnp lateral.

### 2.2.3.- Distribución espacial de carga generada por un ión.

Cuando un ion atraviesa un material, se crea una nube de portadores libres en torno a su trayectoria, con simetría radial, que se puede describir de la siguiente manera (Figs. 2.4, 2.5). En primer lugar, es necesario definir la capacidad ionizante de una partícula, es decir, la energía depositada en torno al eje de desplazamiento de la partícula. En algunos trabajos, se postula que la energía depositada por la partícula es más o menos proporcional a  $1/r^2$ , siendo  $r$  la distancia a la partícula [KO68]. Actualmente, se cuenta con otros modelos semiempíricos que describen con mayor precisión el comportamiento.

Según Akkerman y Barak la función  $D(r)$  de deposición de energía es la siguiente [AK02]:

$$D(r) = \frac{Z_{eff}^2}{\beta^2} \cdot C(E) \cdot F(r, E) \quad (2.3)$$

siendo  $Z_{eff}$  la carga entera efectiva del ion,  $\beta$  el cociente de velocidades  $v/c$  y  $C(E)$  y  $F(r, E)$  dos funciones dependientes de la energía del ion por unidad de masa atómica  $E$  y de la distancia al eje de desplazamiento del ión  $r$ . La unidad en la que se mide  $D(r)$  es  $\text{keV}/\mu\text{m}^3$ .

La función  $C(E)$  se calcula de la siguiente manera, expresándose  $E$  en MeV/uma:

$$C(E) = 10^{-4} (3,49152 + 1,27916E - 0,3203E^2 + 0,00673E^3 - 0,000127134E^4) \quad (2.4)$$

y la función  $F(r,E)$  se define como:

$$F(r,E) = \begin{cases} r_0^a & \text{si } r < r_0 \\ r^a & \text{si } r_0 < r < r_1 \\ r_0^{a-b} \cdot r^b & \text{si } r_1 < r \end{cases} \quad (2.5)$$

siendo  $r_0 = 1 \text{ nm}$ ,  $r_1 = 0.3 \cdot E^{0.427} \mu\text{m}$ ,  $a = -2.33$ , y  $b = -6.2$ .

De acuerdo con los autores del modelo, esta ley semiempírica es válida para protones con una energía inferior a 10 MeV y, al menos, para cualquier ion pesado más pequeño que el Hierro (el elemento más pesado experimentado en el trabajo original).

Al examinar la distribución de carga en la ecuación 2.5, se advierte el siguiente hecho. A partir de la distancia  $r_1 = 0.3 \cdot E^{0.427} \mu\text{m}$ , la distribución de carga disminuye con mayor rapidez (proporcional a  $r^{-6.2}$ ).

Por tanto, podemos utilizar este valor como el radio efectivo donde se produce carga libre concluyéndose que la carga liberada por el ion se concentra en un cilindro cuyo eje vertical es la trayectoria del ion y cuyo diámetro efectivo de generación de carga es  $2r_1$ :

$$D_{\text{Efectivo}} = 2 \cdot r_1 = 0.6 \cdot \left( \frac{E_{\text{ion}} (\text{MeV})}{A(\text{uma})} \right)^{0.427} \quad (2.6)$$

De esta ecuación, se puede deducir que la zona de generación de carga es tanto mayor cuanto:

- a) Mayor sea la energía del ion.
- b) Menor sea el número másico.

Este es el motivo de que la zona de impacto de un protón sea mucho mayor que la de un ion pesado con la misma energía. Por otra parte, también se explica por qué la zona de impacto de los rayos cósmicos de origen galáctico (muy energéticos) es más extensa que la que se puede obtener en aceleradores de partículas (Fig. 2.9).

En principio, la nube de carga creada por un ión puede considerarse prácticamente un cilindro. Sin embargo, debe tenerse en cuenta algunos puntos:

- a) El ión puede desviarse de su trayectoria inicial a causa de choques con la red cristalina. De esta manera el cilindro se curvaría pero este suceso es poco probable.
- b) A medida que penetra, el ión pierde energía. La anchura de la zona de generación de carga producida por el ión disminuiría de igual manera.

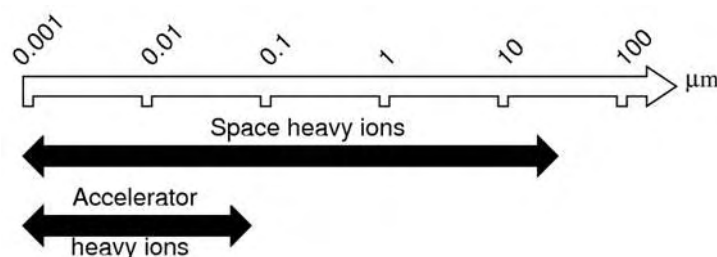


Fig. 2.9. Distintos tamaños de área de impacto en función de la energía [MI03].

### 2.3.- ANÁLISIS CUANTITATIVO DE LOS PARÁMETROS FÍSICOS DE INTERACCIÓN IÓN- SEMICONDUCTOR (SILICIO).

Una vez analizados los mecanismos físicos de interacción ión-semiconductor y extraídos los parámetros físicos que intervienen en ella, en este apartado se realizará un análisis cuantitativo de los parámetros físicos de todos los tipos de iones que se encuentran en la tabla periódica y que por tanto, pueden producir un SEE en un dispositivo electrónico. Como ya sabemos, la energía que deposita un ión en su tránsito por el semiconductor depende del material semiconductor. Así, todos los parámetros que aquí se exponen se expresan para silicio ya que es el principal semiconductor utilizado en la fabricación de dispositivos electrónicos.

Para extraer el LET asociado a la energía de impacto de un ión determinado en función del material absorbente se utiliza la herramienta software de cálculo de LET proporcionada por Brookhaven National Laboratory [HTTP-BNL] (ver Fig. 1.11).

El LET máximo de cada ión corresponde a una energía unívocamente determinada. Nótese que por debajo o por encima del LET máximo se obtiene un valor para la energía del ión inferior o superior respectivamente. Para observar este comportamiento en la figura 2.10 se han representado los diferentes parámetros que intervienen en el impacto del ión de Fe en silicio en función de su energía. Ocurre lo mismo con todos los iones de la tabla periódica.

Todos los parámetros representados en la figura 2.10 son función de la energía, y como vemos, la energía es inferior a 1 GeV. Estamos representando por tanto un ión procedente de un evento solar, ya que los rayos cósmicos galácticos normalmente tienen energías superiores ( $>1\text{GeV}$ ). Para valores superiores de energía, por encima de 1 GeV, el LET alcanza un valor muy por debajo del LET máximo (Fig. 2.10a).

La figura 2.10b presenta el valor del diámetro efectivo de generación de carga, como ya se ha dicho, aumenta para valores de energía altos. En la figura 2.10c se ha representado el rango de penetración en silicio resultando ser del orden del espesor de cualquier dispositivo electrónico. En la figura 2.10d se representa el tiempo de tránsito del ión en 1  $\mu\text{m}$  de espesor, resultando ser del orden de 200 femtosegundos ( $1\text{fs}=10^{-15}\text{s}$ ) a picosegundos ( $1\text{ps}=10^{-12}\text{s}$ ).

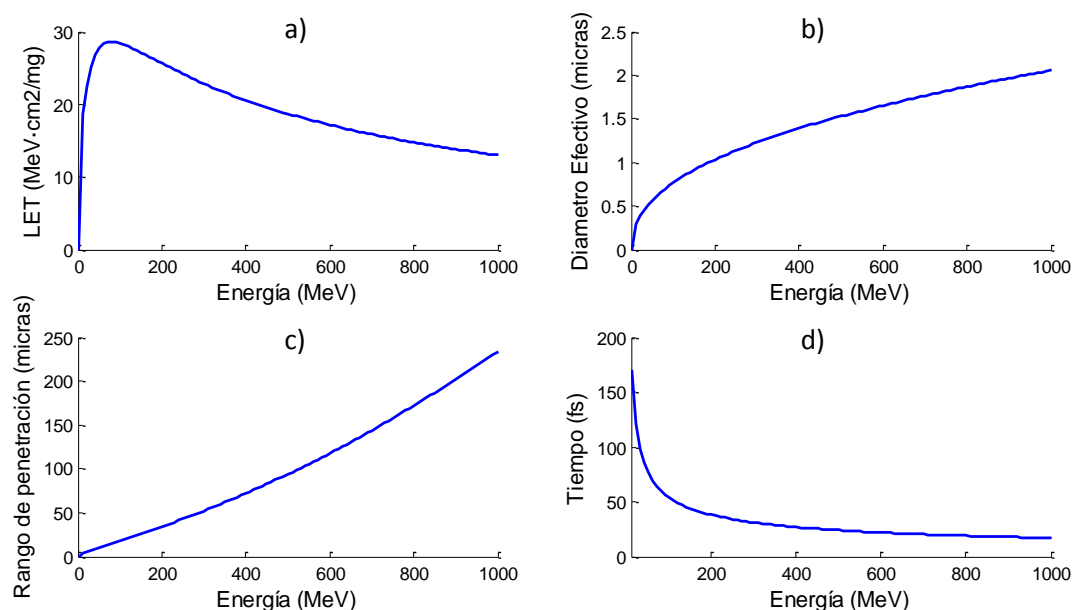


Fig. 2.10. Parámetros cuantitativos que resumen el impacto del ión de Fe sobre silicio. Todos los parámetros se representan en función de la energía de impacto del ión incidente: a) LET, b) Diámetro efectivo de generación de carga, c) Rango de penetración en silicio, d) Tiempo de tránsito en 1 micra de espesor.

Como no se pueden exponer de una manera concisa todos los LET para todos los iones que podemos encontrar en un ambiente de radiación espacial, expondremos los parámetros de interacción correspondientes al valor representativo del LET máximo asociado a cada ión (Fig. 2.11). Una vez conocida la energía asociada al LET máximo (Fig. 2.12) calculamos el diámetro efectivo de generación de carga (Fig. 2.13), el rango de penetración en el silicio (Fig. 2.14) y el tiempo de tránsito a través de 1  $\mu\text{m}$  de espesor (Fig. 2.15).



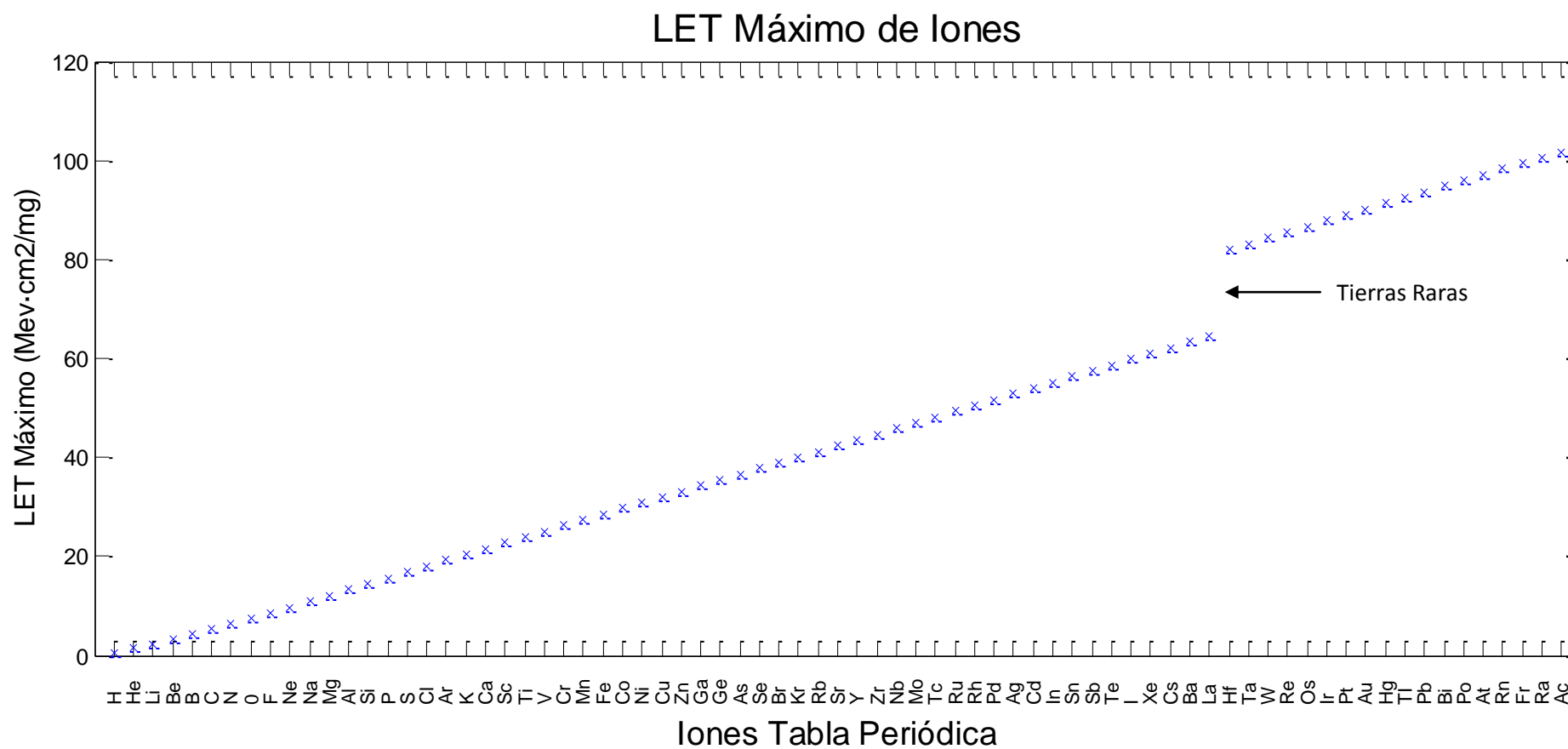


Fig. 2.11. LET máximo alcanzado de todos los iones de la tabla periódica.

Por motivos de espacio y brevedad no se ha representado los LET máximos correspondientes a las tierras raras entre Lantano (La) y el Hafnio (Hf) ni entre el Actinio (Ac) y el Uranio (U). Además la aplicación no soporta elementos por encima del Uranio [HTTP-BNL].

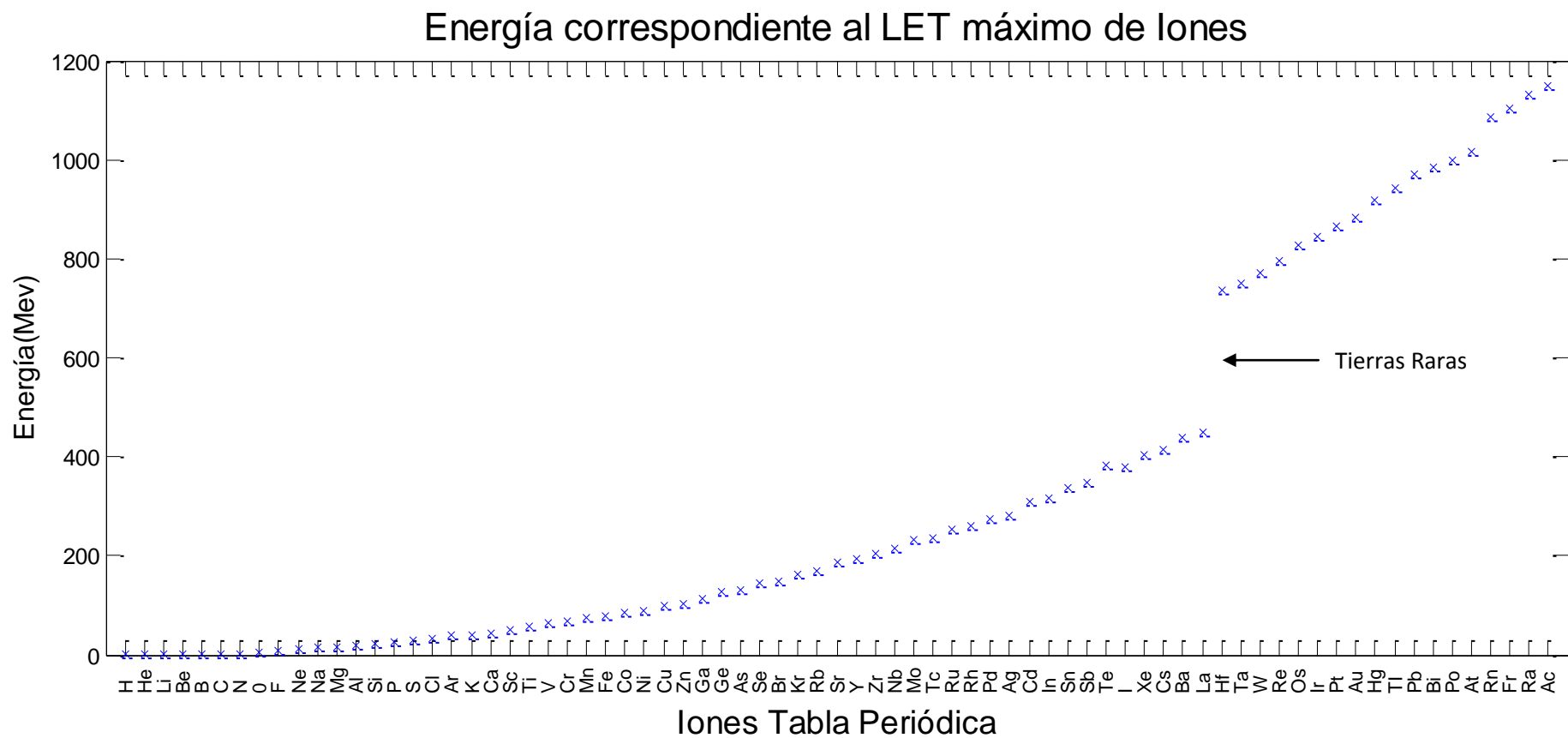


Fig. 2.12. Energía máxima correspondiente al LET máximo alcanzado de todos los iones de la tabla periódica.  
Por motivos de espacio y brevedad no se ha representado los LET máximos correspondientes a las tierras raras entre Lantano (La) y el Hafnio (Hf) ni entre el Actinio (Ac) y el Uranio (U). Además la aplicación no soporta elementos por encima del Uranio [HTTP-BNL].

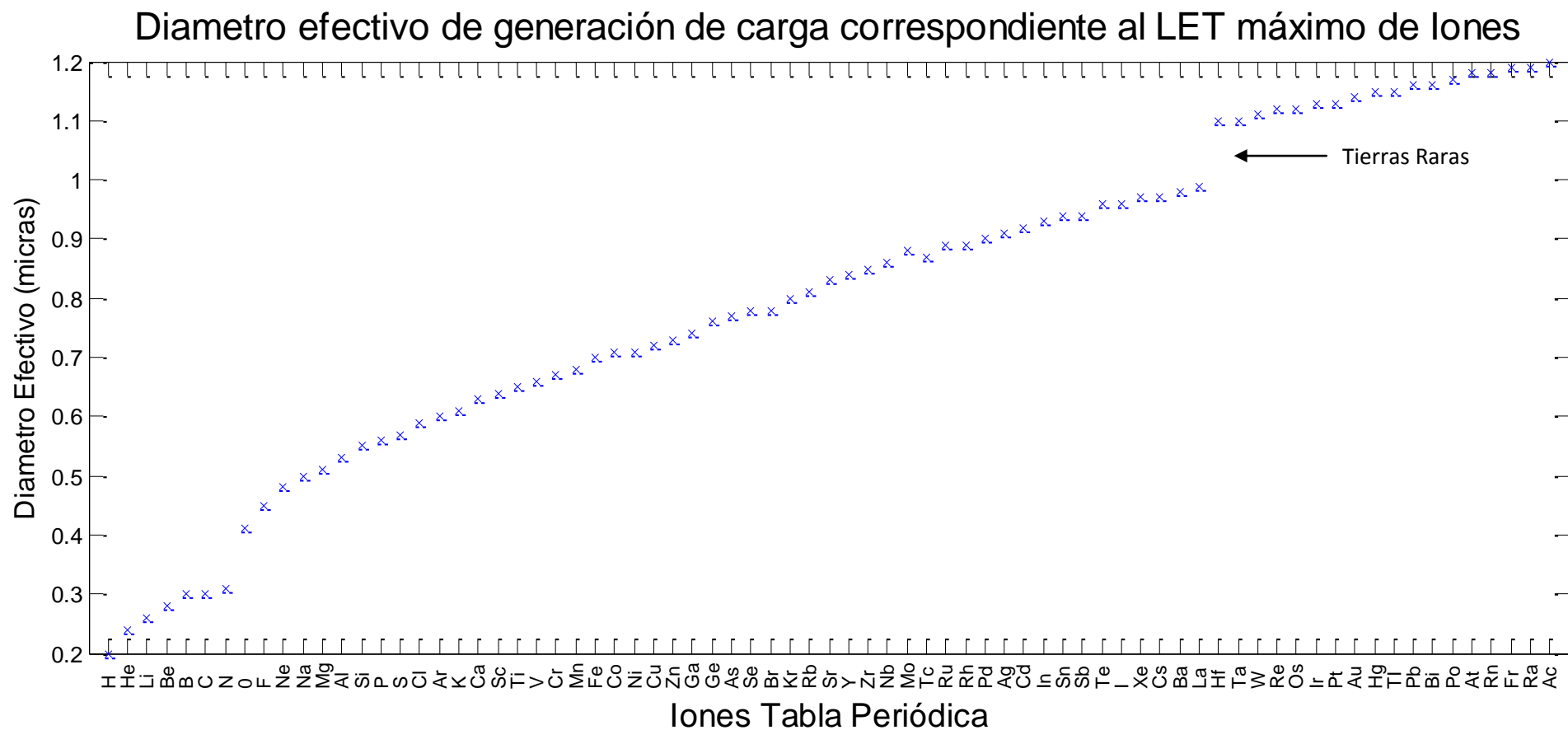


Fig. 2.13. Diámetro efectivo de generación de carga correspondiente al LET máximo alcanzado de todos los iones de la tabla periódica. El diámetro se calcula de acuerdo a la Ec. 2.6. Por motivos de espacio y brevedad no se ha representado los LET máximos correspondientes a las tierras raras entre Lantano (La) y el Hafnio (Hf) ni entre el Actinio (Ac) y el Uranio (U). Además la aplicación no soporta elementos por encima del Uranio [HTTP-BNL].

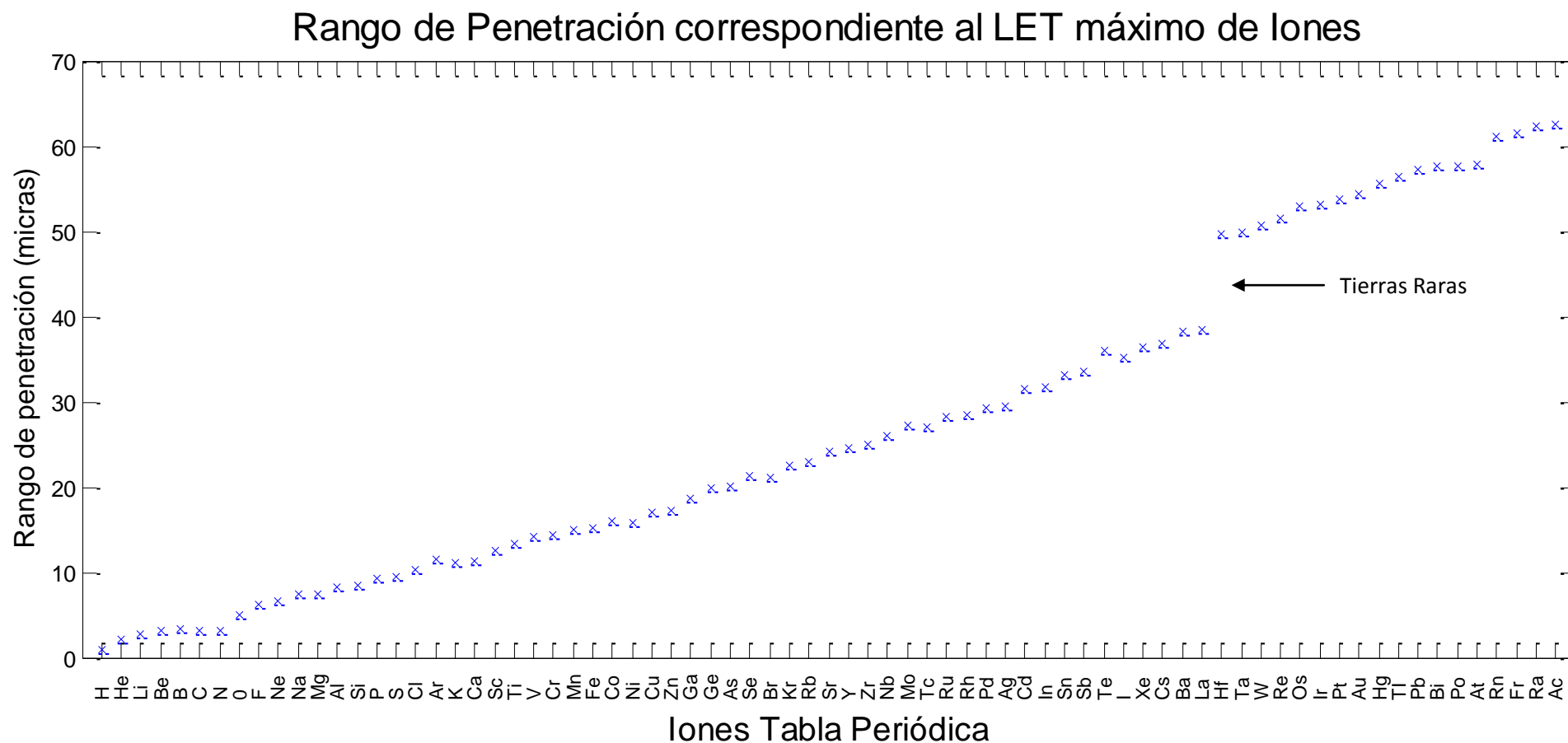


Fig. 2.14. Rango de penetración correspondiente al LET máximo alcanzado de todos los iones de la tabla periódica. Por motivos de espacio y brevedad no se ha representado los LET máximos correspondientes a las tierras raras entre Lantano (La) y el Hafnio (Hf) ni entre el Actinio (Ac) y el Uranio (U). Además la aplicación no soporta elementos por encima del Uranio [HTTP-BNL].

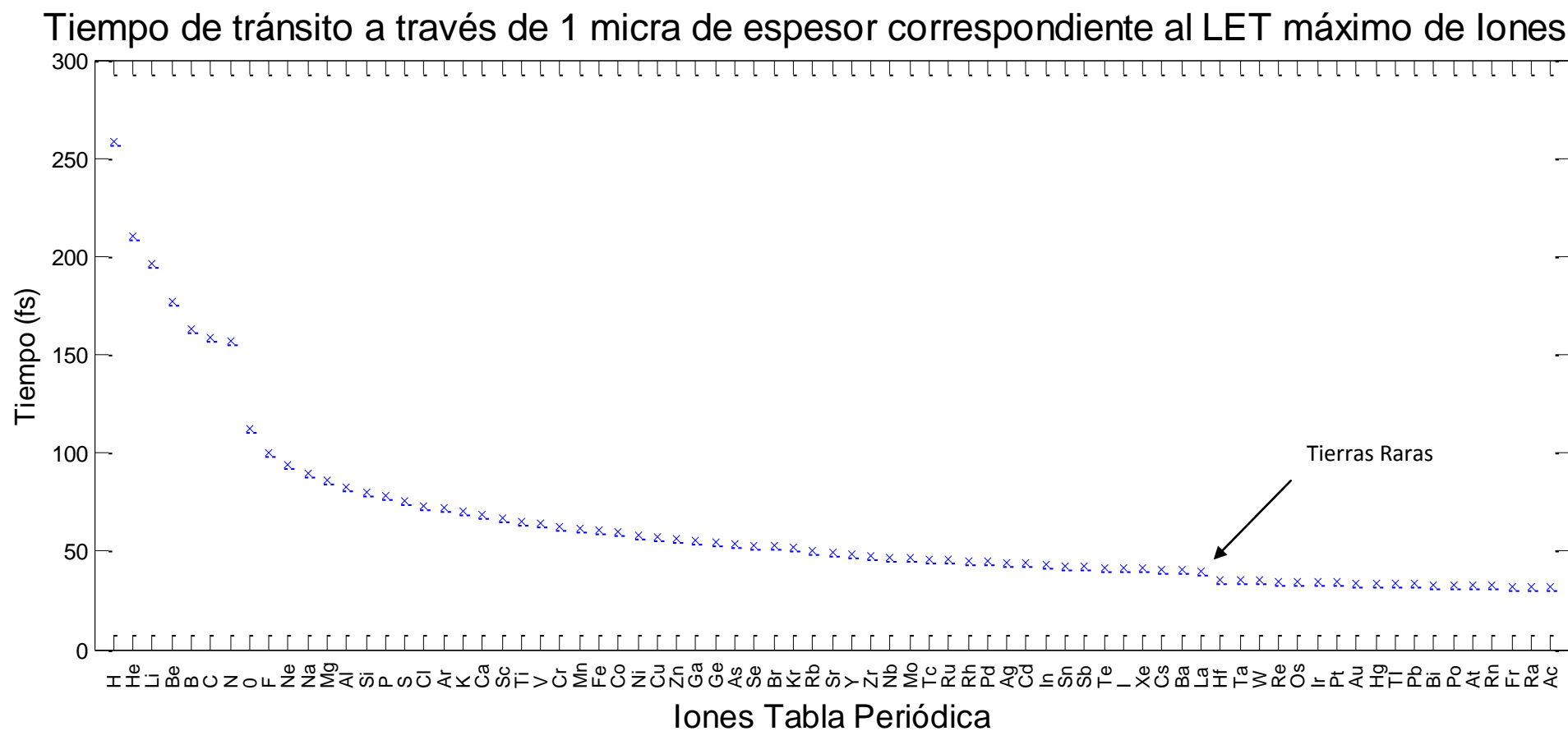


Fig. 2.15. Tiempo de tránsito del ión a través de 1  $\mu\text{m}$  de espesor correspondiente al LET máximo alcanzado de todos los iones de la tabla periódica. Por motivos de espacio y brevedad no se ha representado los LET máximos correspondientes a las tierras raras entre Lantano (La) y el Hafnio (Hf) ni entre el Actinio (Ac) y el Uranio (U). Además la aplicación no soporta elementos por encima del Uranio [HTTP-BNL].

Como vemos en las gráficas anteriores, el LET máximo corresponde a energías relativamente bajas (Fig. 2.12) dando lugar a diámetros efectivos de generación de carga muy pequeños (Fig. 2.13). A su vez, los rangos de penetración para los iones más ligeros son muy bajos y esto conlleva que no puedan alcanzar las zonas sensibles del dispositivo donde la generación de carga es efectiva para producir un transitorio a la salida (Fig. 2.14). Sin embargo, iones más pesados, con un LET mayor, con una energía mayor, con un diámetro efectivo de generación de carga mayor, y sin embargo con un tiempo de tránsito menor (Fig. 2.15) son los que en principio pueden producir un número mayor de efectos singulares en un dispositivo electrónico.

Una vez hemos analizado todos los parámetros del ión incidente sobre un dispositivo electrónico y el rango de magnitudes en los que tenemos que trabajar veamos cómo, con un láser, se puede reproducir o no el comportamiento de un dispositivo electrónico frente al impacto de un ión. El modelo teórico establecerá qué iones son emulables respecto a los parámetros del láser de irradiación de acuerdo a los parámetros de incidencia del ión.

## **2.4.- IDENTIFICACIÓN DE LOS PARÁMETROS DE IRRADIACIÓN LÁSER.**

Reproducir el comportamiento de un dispositivo electrónico inmerso en un ambiente de radiación cósmica ionizante mediante irradiación láser requiere depositar en las zonas sensibles del dispositivo la misma carga que un ión deposita en el mismo volumen efectivo de generación de carga (Fig. 2.17).

Hasta la fecha, todos los modelos que se han desarrollado basan la emulación láser en obtener la misma generación de carga o los mismos transitorios mediante un LET para el láser equivalente y exclusivo en cada uno de sus ensayos [MO09]. Sin embargo, aún depositando el mismo nivel de carga, no es lo mismo depositarla en una zona más ancha o una zona más estrecha, en un tiempo mayor o en un tiempo menor.

Tal y como hemos visto en el apartado anterior, todos los iones tienen un mismo LET para dos valores diferentes de energía  $E_1$  y  $E_2$ , siendo  $E_2 > E_1$ . La energía  $E_2$  que corresponde a un mismo LET por encima del LET máximo, conlleva valores superiores para el radio efectivo de generación de carga y tiempos de tránsito menores. Esta es la única manera de explicar un LET equivalente para una energía menor  $E_1$ . En este caso, el radio efectivo de generación de carga es menor, pero el tiempo de tránsito es mayor.

Aunque el nivel de carga depositada sea el mismo (mismo LET), ya no tanto el tiempo que invierte en la deposición de carga sino el volumen de deposición juega un papel muy importante, ya que las consecuencias del impacto del ión dependerán fuertemente de la integración en el dispositivo. Simulaciones realizadas con iones de diferentes energías, correspondientes al mismo LET, producen transitorios diferentes en amplitud y en duración (Fig. 2.16) [DU94].

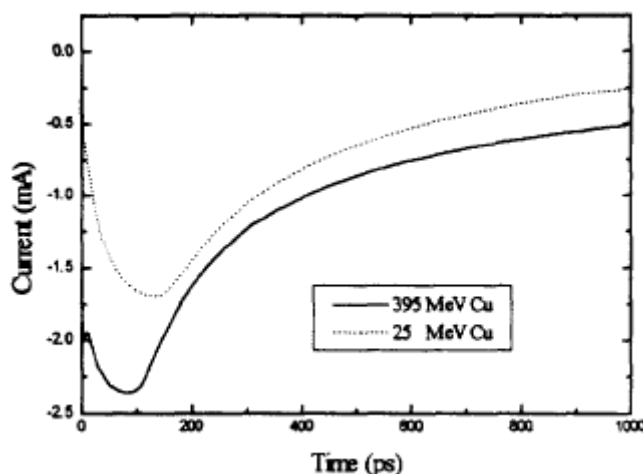


Fig. 2.16. Simulación que muestra la respuesta de un diodo P<sup>+</sup>N frente a impacto de iones de Cu con diferentes energías equivalentes a un mismo LET de 26 MeV·cm<sup>2</sup>/mg. La amplitud y la duración del transitorio es diferente [DU94].

En este mismo trabajo se cuestiona seriamente la hipótesis que comúnmente se acepta al considerar que iones con el mismo LET producen los mismo efectos sobre los dispositivos.

El objetivo de nuestro modelo será extraer el LET equivalente, es decir, conseguir la misma deposición de carga pero siempre conociendo en todo momento lo cerca o lejos que estamos del volumen efectivo de generación de carga que crea el ión equivalente en función de la energía correspondiente.

El modelo teórico de emulación de impacto de iones que se propone establece las relaciones de equivalencia entre las magnitudes físicas fundamentales que intervienen en la deposición de carga de un ión y los parámetros o características de utilización de un láser para reproducir el mismo comportamiento. Así sólo determinadas características de la irradiación láser hacen que el comportamiento del dispositivo sea el mismo.

Las relaciones de equivalencia entre los parámetros del láser y el ión equivalente emulado están basadas en tres conceptos fundamentales:

1. El tiempo invertido por el láser en generar una cierta cantidad de carga debe ser similar al tiempo que tarda un ión en depositar la carga, es decir, al tiempo de tránsito del ión por la zona sensible. Esta duración, del orden de picosegundos ( $10^{-12}$ s) a femtosegundos ( $10^{-15}$ s), obliga a trabajar con láseres pulsados en vez de continuos, con una duración de pulso del orden del tiempo de tránsito del ión.
2. El volumen efectivo de carga depositada producido por el impacto de un ión asemeja a un cilindro. El radio y rango de penetración dependen de su energía y de su masa. El volumen efectivo de generación de carga que produce un haz láser pulsado depende del tamaño del "spot" o haz y de su longitud de onda, ya que ésta determina la divergencia y la profundidad de penetración en el interior del material.

3. La deposición de carga inducida por el haz láser debe ser la misma que la que deposita el ión equivalente emulado, parámetro que depende de la energía por pulso del haz láser, de la energía de los fotones (longitud de onda) y de las constantes ópticas del material de impacto.

La primera condición implica que el láser tenga que ser pulsado y define el tiempo de pulso  $t_p$  como uno de los parámetros fundamentales. De la segunda condición obtendremos la energía de los iones cuya relación energía/masa conduce a un diámetro efectivo de generación de carga igual al diámetro de impacto del haz láser  $2W_0$ . De la tercera condición obtendremos la energía necesaria del pulso láser,  $E_p$ , para obtener la misma tasa de generación de carga en función de la longitud de onda de irradiación,  $\lambda$ .

Así, podremos extraer los parámetros equivalentes del láser: **longitud de onda de emisión ( $\lambda$ )**, **radio de impacto del haz ( $W_0$ )**, **tiempo de pulso ( $t_p$ )** y **energía de pulso ( $E_p$ )** que emularán el impacto de un ión con una energía  $E$  y una masa  $M$  en un dispositivo electrónico basado en silicio.

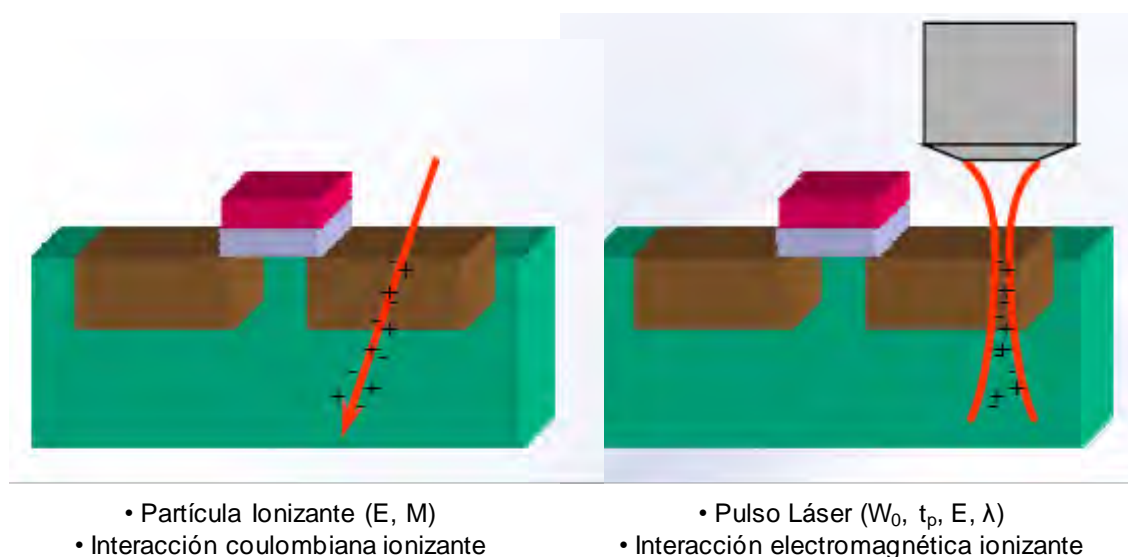


Fig. 2.17. Diagrama que representa la equivalencia de parámetros mediante irradiación láser.

#### 2.4.1. Longitud de onda, $\lambda$ .

El mecanismo de generación de carga mediante láser es consecuencia de la interacción de la radiación electromagnética con el semiconductor de manera que el impacto del haz de fotones sobre los electrones genera pares electrón-hueco en las bandas de valencia y de conducción del material de acuerdo con el número de fotones absorbidos por el material, en nuestro caso silicio (Fig. 2.18).



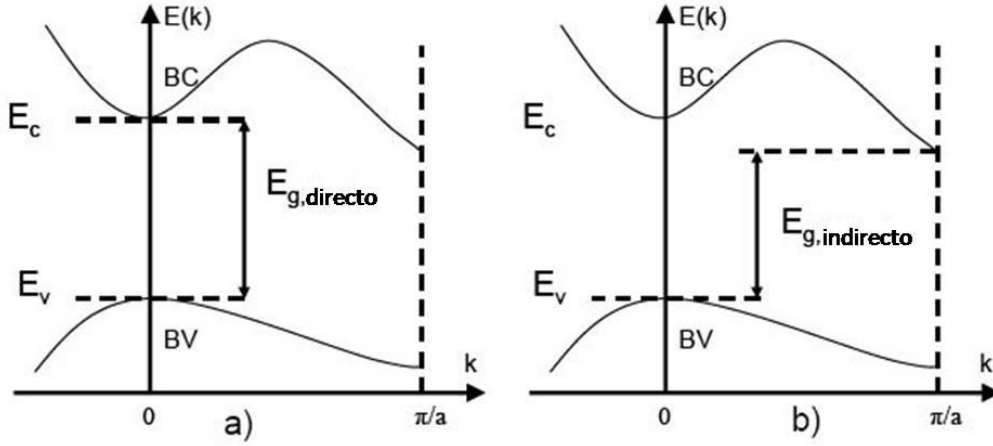


Fig. 2.18. Bandas de Energía de un semiconductor de GAP directo (izda) y GAP indirecto como en silicio (dcha)

La ecuación que gobierna la propagación o atenuación de un pulso de luz en el interior de un material semiconductor es [ST85], [BO03]:

$$\frac{dI(r, z)}{dz} = -\alpha I(r, z) - \beta_2 I^2(r, z) - \sigma_{ex} NI(r, z) \quad (2.7)$$

donde  $I(r, z)$  es la intensidad del pulso,  $\alpha$  es el coeficiente de absorción lineal,  $\beta_2$  es el coeficiente de absorción no lineal de segundo orden,  $\sigma_{ex}$  el coeficiente de absorción de luz por parte de los portadores libres generados,  $N$  es la concentración de portadores libres generados y  $z$  la dirección de propagación longitudinal del pulso.

En una primera aproximación, el coeficiente  $\sigma_{ex}$  es despreciable frente a los coeficientes de absorción lineal  $\alpha$  y no lineal  $\beta_2$  [MO02]. Por tanto, podemos considerar que la atenuación del haz únicamente viene gobernada por estos dos fenómenos de absorción (Fig. 2.19).

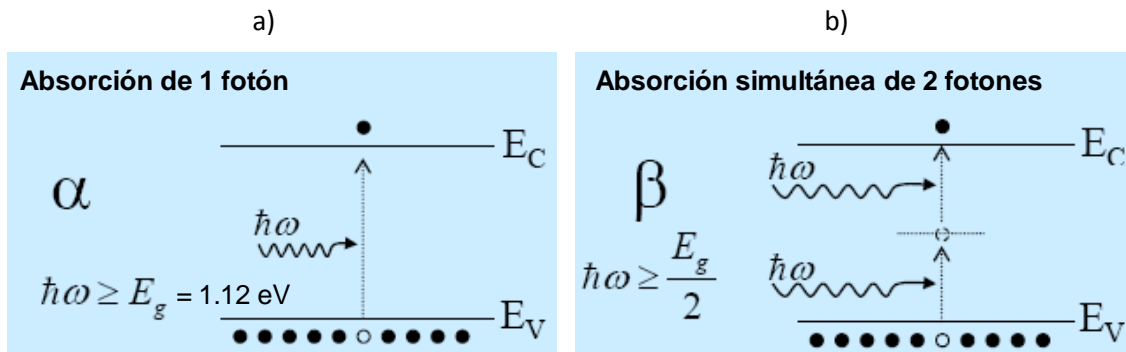


Fig. 2.19. Representación gráfica de los fenómenos de absorción de fotones en un semiconductor como puede ser silicio ( $E_g = 1.12$  eV).

a) Absorción lineal o de un único fotón. b) Absorción no lineal o de dos fotones simultáneamente.

Así, la densidad de portadores libres generados o tasa de pares electrón-hueco generados por unidad de volumen viene dada por la ecuación:

$$\frac{dN(r, z)}{dt} = \frac{\alpha}{E\gamma} I(r, z) + \frac{\beta_2}{2 \cdot E\gamma} I^2(r, z) \quad (2.8)$$

donde  $E\gamma$  es la energía del fotón incidente.

Nótese que la ecuación representa simultáneamente la aparición de dos fenómenos. El primer sumando corresponde a un fenómeno de absorción lineal (Fig. 2.19a), caracterizado por el coeficiente de absorción lineal tabulado para cada material y longitud de onda. La cantidad de electrones que han superado la barrera de potencial es proporcional a la cantidad de fotones incidentes, y por tanto, a la energía por pulso del haz.

El segundo sumando corresponde a un fenómeno de absorción no lineal, caracterizado por el coeficiente de absorción no lineal. Nótese que el proceso de generación de pares aportado por esta componente es proporcional a la intensidad al cuadrado y que está dividido por un factor 2 debido a que la generación de un par electrón-hueco es consecuencia de la absorción simultánea de dos fotones (Fig. 2.18b). En este caso, la experimentación realizada para estudiar efectos no lineales todavía está en desarrollo y los valores publicados en la literatura para este coeficiente no resultan del todo precisos. En la figura 2.20 se observan estas discrepancias. Por este motivo, y por su reciente desarrollo, el modelo de emulación mediante una técnica de absorción no lineal está en plena experimentación. [MO02, MO03b, MO04, MO05, MO09].

Energie Puissance Intensité	Largeur d'impulsion	Longueur d'onde	Taille du spot	Température	Orientation du cristal	n <sub>2</sub> (cm <sup>2</sup> /W)	β <sub>2</sub> (cm/GW)	Références	
	20 ps	1060 nm		100 °K			1.5	Reintjes-73	
	20 ps	1060 nm		20 °K			1.9		
5 mW	4-100 fs	1257 nm	2.5 μm	300 °K			1	Boggess-86	
0.02-0.07 J/cm <sup>2</sup>	90 fs	620nm					34.6	Reitze-90	
0.5-10 mW	120 fs	1260 nm				1	Xu-99		
10 <sup>13</sup> W/m <sup>2</sup>	180 fs	1540 nm				300 °K	0.6x10 <sup>-13</sup>	0.45	Tsang-02
1nJ	120 fs	1260 nm	1.6 μm	300 °K			0.1	McMorrow-02	
	4-100 ps	1060 nm		300 °K			1.5±1	Ramsay-03	
< 1nJ	130 fs	1270 nm				[110]	0.26x10 <sup>-13</sup>	0.74	Dinu-03
		1540 nm				0.45x10 <sup>-13</sup>	0.79		
		1270 nm				[111]	0.43x10 <sup>-13</sup>	0.88	
		1540 nm							
	90-150 fs	1200-2400 Nm	29-71 μm		[100]	0.16x10 <sup>-13</sup> (1300nm)	0.52-0.019	Lin-07	
8 GW/cm <sup>2</sup>	200 fs	850-2200 nm	75 μm	300 °K	[001]	0.58x10 <sup>-13</sup> (1300nm)	2.1-0.3	Bristow-07	

Fig. 2.20. Tabla extraída de [JA09]. En ella se ha realizado una recapitulación de valores del coeficiente de absorción no lineal ( $\beta_2$ ) relevantes que han aparecido en diversas publicaciones.

En este punto cabe destacar que la parametrización del modelo teórico bajo absorción no lineal no se puede completar a falta de un conocimiento exacto del coeficiente de absorción no lineal. Aún así, el desarrollo del modelo teórico se realizará igualmente y también se presentará como un objetivo cumplido de este trabajo de investigación la determinación experimental del coeficiente de absorción no lineal  $\beta_2$ . En apartados posteriores se retomará este asunto pero antes es necesario plantear los modelos y las bases de la emulación.

La energía de la banda prohibida o "GAP" indirecto del silicio tiene un valor de  $E_g=1.12$  eV. Este valor conduce a diferenciar dos rangos de longitudes de onda que corresponden a los dos mecanismos diferentes de absorción (Fig. 2.21):

- Absorción lineal: si  $\lambda < 1107$  nm ( $E > 1.12$  eV) podremos extraer un electrón de la banda de valencia mediante la absorción de un sólo fotón. Técnica denominada en inglés "Single Photon Absorption o **SPA**".
- Absorción no lineal: Si  $\lambda > 1107$  nm ( $E < 1.12$  eV) podremos extraer un electrón de la banda de valencia mediante la absorción de 2 o más fotones simultáneamente. Técnica denominada "Two Photon Absorption o **TPA**".

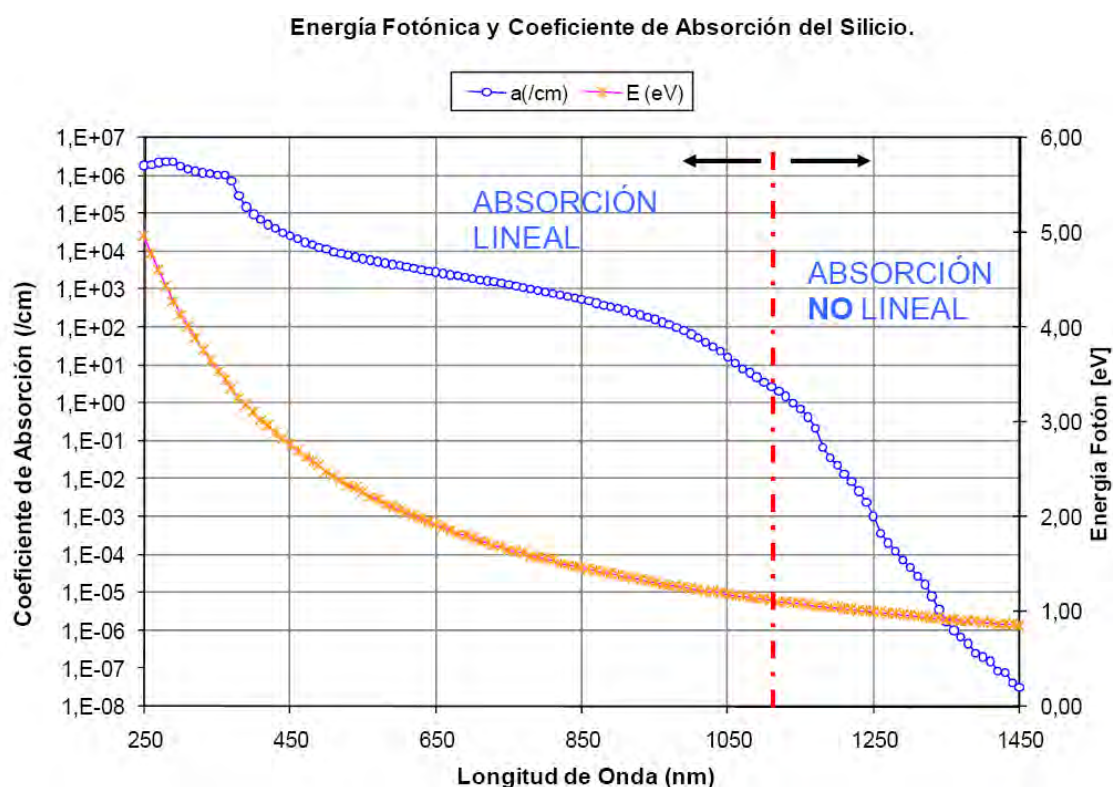


Fig. 2.21. Energía asociada a cada longitud de onda del fotón ( $E$ ) y coeficiente de absorción en silicio ( $a$ ) [GR95].

Este trabajo se centra en la equivalencia de parámetros láser-ión para tres longitudes de onda diferentes: 400 nm, 800 nm y 1300 nm. Así, 400 nm y 800 nm corresponden a energías superiores al valor del gap y 1300 nm corresponde a una energía inferior al gap. Así, para el desarrollo teórico del modelo de emulación, se diferenciará

claramente entre ambos procesos y se despreciará el fenómeno menos dominante ya que todas las longitudes de onda están alejadas de los 1100 nm.

#### 2.4.2. Radio del impacto del haz láser, $W_0$ .

El tamaño de la zona de impacto de la irradiación láser determina transversalmente la zona de generación de carga inducida por el haz láser en el semiconductor. Este parámetro es fundamental para extraer la energía de los iones cuyo radio efectivo de generación de carga es igual al tamaño de la zona de impacto del haz. Esta equivalencia es la idea más original que se desarrolla en este trabajo.

La densidad de fotones en un haz láser sigue una distribución de Gauss, en función a la distancia del eje principal [MO02] (Fig. 2.22):

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}} \quad (2.9)$$

De este modo cuando se habla de anchura del haz normalmente se expresa el valor de la anchura del haz donde la intensidad es mayor que un factor  $1/e^2$  de la intensidad máxima. El área dentro del círculo determinado por la anchura del haz contiene el 86.5% de la energía (potencia) del haz. El resto de la energía, 13.5%, está fuera del área determinada.

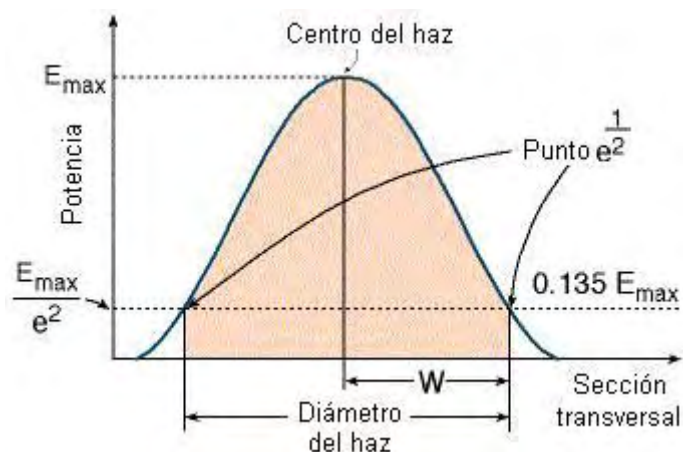


Fig. 2.22. Perfil de Gauss de la distribución de Intensidad en el modo láser básico transversal.

El radio del haz láser presenta un mínimo en el punto de focalización. Antes y después del foco el haz se ensancha. A este fenómeno se le denomina divergencia del haz (Fig. 2.22).

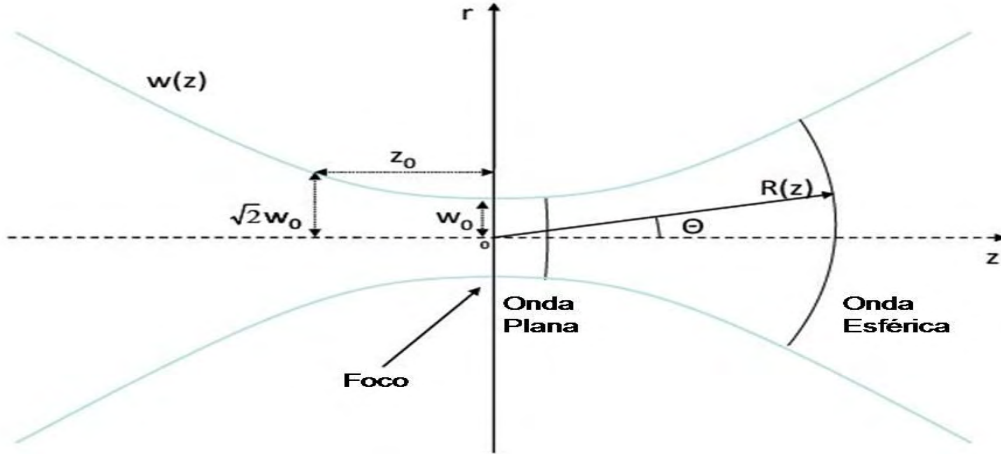


Fig. 2.23. Representación de la divergencia que sufre el haz antes y después del foco. En foco, el tamaño de la zona de impacto es la más pequeña y corresponde a un radio  $w_0$ .

La divergencia del radio del haz  $w(z)$  se expresa como:

$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.10)$$

En esta expresión,  $z$  es la posición longitudinal relativa a  $w_0$  (el radio del haz en el foco),  $n$  es el índice de refracción lineal del medio de propagación y  $\lambda$  la longitud de onda.

A partir de la expresión (2.10) se define la longitud confocal  $z_0$  mediante la ec. 2.11, que es la distancia a la cual la anchura del haz se expande un factor  $\sqrt{2}$  tal que  $w(z) = \sqrt{2} w_0$ . En esta distancia  $z_0$ , la intensidad se ha reducido a la mitad ya que el mismo número de fotones se distribuyen por una superficie mayor:

$$z_0 = \pm \frac{\pi n w_0^2}{\lambda} \quad (2.11)$$

A la hora de evaluar el volumen de generación de carga mediante el haz láser que reproduce el de un ión, se retomará el concepto de divergencia del haz. Pero esto se realizará en apartados posteriores. En un primer lugar vamos a tomar un valor fijo del radio en el foco para realizar el siguiente desarrollo.

La distribución de carga libre  $dN(r, z)$  en un elemento diferencial de superficie  $dS$  generada por el haz láser focalizado en la superficie de incidencia, es proporcional a la intensidad  $I(r, z)$  por el elemento diferencial:

$$dN(r, z) \propto I(r, z) \cdot dS = 2\pi r \cdot I(r, z) dr \quad (2.12)$$

donde en todo momento se considera una superficie circular como forma de impacto del haz láser con el semiconductor.

Por tanto, la distribución de carga por unidad de superficie es, sustituyendo (2.9) en (2.12):

$$dN(r, z) \propto \frac{2r}{w^2(z)} e^{\frac{-2r^2}{w_0^2}} \quad (2.13)$$

Al resolver esta integral de superficie, nos encontramos frente a una distribución radial de carga, de tal modo que la carga generada entre  $r = 0$  y  $r = R$  frente a la carga total es:

$$\left. \frac{Q(R)}{Q_{TOTAL}} \right|_{SPA} = \frac{N(r, z)}{N(\infty, z)} = 1 - e^{\frac{-2R^2}{w_0^2}} \quad (2.14)$$

Utilizando la expresión (2.14) y asumiendo que  $R = w_0$ , la fracción de carga generada es  $1 - e^{-2} = 0.864$ . En conclusión, podemos asumir que la zona de generación de carga coincide con el valor de la anchura del haz definido.

Sin embargo, en el caso de que se produzca una irradiación con el método del doble fotón, la probabilidad de que un electrón absorba simultáneamente dos fotones no es proporcional a  $I(r, z)$  sino a  $I^2(r, z)$ . Al introducir esta dependencia en la ecuación 2.12, finalmente se demuestra que bajo la técnica TPA:

$$\left. \frac{Q(R)}{Q_{TOTAL}} \right|_{TPA} = \frac{N(r, z)}{N(\infty, z)} = 1 - e^{\frac{-4R^2}{w_0^2}} \quad (2.15)$$

En otras palabras, el radio efectivo de generación de carga se reduce en un factor  $\sqrt{2}$  frente al caso de irradiación con un único fotón.

Dado que el radio efectivo de generación de carga por la incidencia de un ión viene determinado por la relación experimental proporcionada por A. Akkerman y J. Barak, correspondiente a la ecuación 2.6. Igualando ambos radios,  $w_0 = r_{ion}$ , podemos extraer la energía equivalente para cada ión que produce un diámetro efectivo de generación de carga igual a la anchura del haz láser  $2w_0$ :

$$E(MeV) = A(uma) \left( \frac{W_0(\mu m)}{0.3} \right)^{\frac{1}{0.427}} \quad (\text{para 1 fotón}) \quad (2.16)$$

$$E(MeV) = A(uma) \left( \frac{W_0(\mu m)}{0.43} \right)^{\frac{1}{0.427}} \quad (\text{para 2 fotones}) \quad (2.17)$$

En el trabajo original de A. Akkerman y J.Barak [AK02] la ecuación 2.6 se expresa para protones con energías menores a 10 MeV y para iones más ligeros que el hierro. No obstante, consideramos que esta limitación no impide la utilización de la fórmula para iones más pesados ya que no se demuestra la invalidez de la fórmula sino que únicamente el hierro es el elemento más pesado simulado por los autores en su artículo.

La difracción limita el valor mínimo de la anchura del haz láser ya que debe ser mayor que la longitud de onda del láser. Si la anchura del haz fuera inferior a la longitud de onda el fenómeno de difracción modificaría la distribución del el haz de fotones. Así, la energía mínima que podemos emular para cada ión dependerá de la anchura mínima del haz alcanzable para cada longitud de onda.

Dado que el objetivo del estudio es la parametrización del modelo, calcularemos la energía mínima de los iones que se pueden emular, en función de la longitud de onda utilizada (400 nm, 800 nm y 1300 nm), mediante las ecuaciones 2.16 y 2.17 en el límite de difracción  $2w_0=\lambda$  (Fig. 2.24).

Observando la energía equivalente al tamaño mínimo del haz para cada longitud de onda (Fig. 2.23), se puede concluir que bajo absorción lineal podemos emular iones con energía menor ya que se puede irradiar con tamaños de impacto menores. Sin embargo aunque el tamaño del impacto del haz utilizando la técnica de doble fotón deba de ser superior, el radio efectivo de generación de carga se ve reducido ya que es muy dependiente de la intensidad del haz.

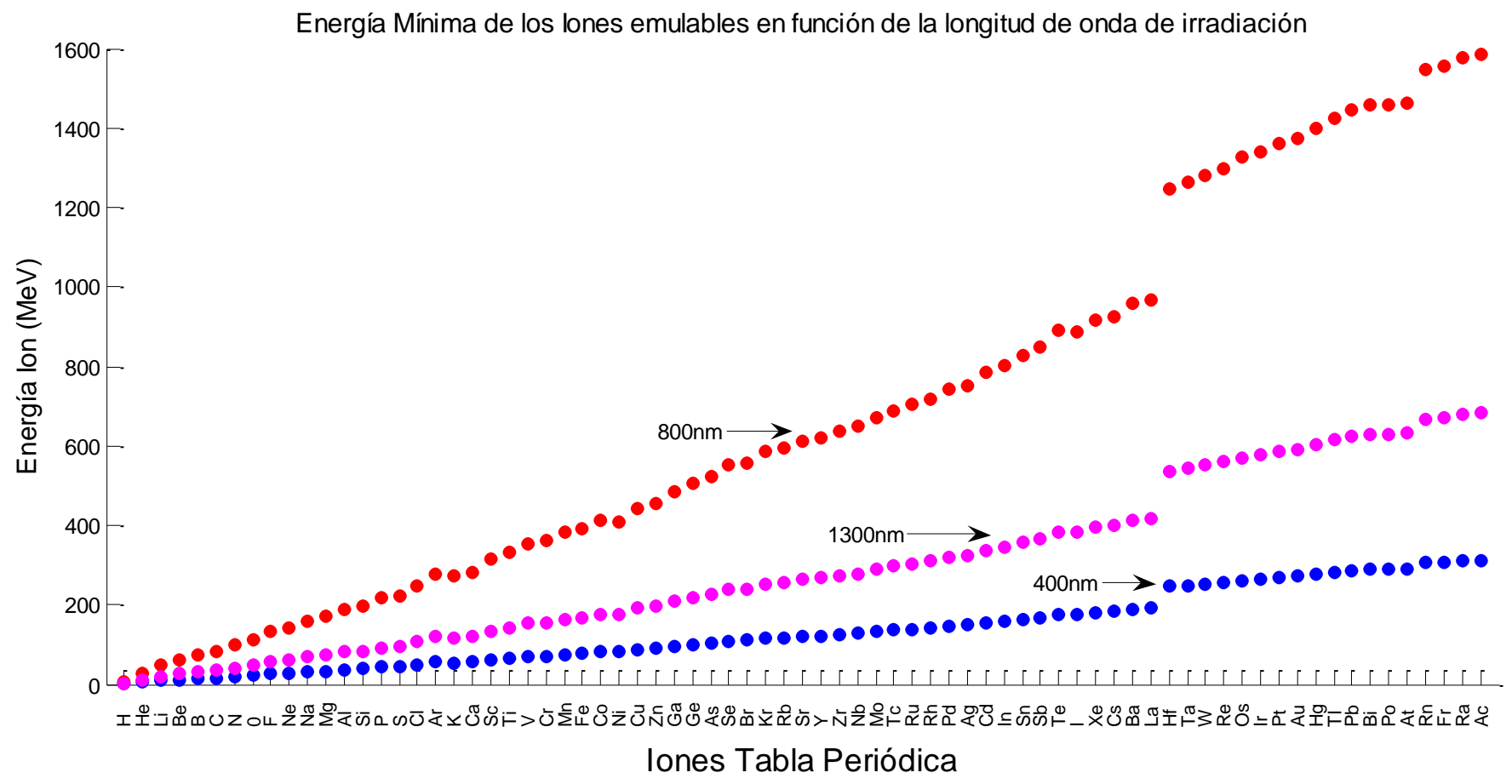


Fig. 2.24. Representación de los valores mínimos de energía que se pueden emular para cada ión, con las diferentes longitudes de onda bajo el límite de difracción.



### 2.4.3. Duración del pulso, $t_p$ .

Generalmente una partícula viajera deposita la carga en el volumen de colección de carga en unas decenas o centenas de femtosegundos. Por ejemplo, un átomo de Argón, con una energía de 170 MeV, tarda 35 fs en atravesar 1  $\mu\text{m}$  de espesor. Así mismo, un ión de Potasio con una energía de 203 MeV, tarda en torno a 32 fs.

En definitiva, para simular de forma correcta el impacto de una partícula mediante láser es necesario que la carga sea generada en un tiempo del orden de unas decenas de femtosegundos. Por esta causa, se deben utilizar láseres pulsados en los que los pulsos tengan idealmente esta duración.

Actualmente, existen tres tipos de láseres apropiados para realizar estas irradiaciones [BU05a]. El modelo de láser más antiguo es el basado en Nd:YAG, que proporciona longitudes de onda de 1064 y 532 nm. Si bien muy robustos, estos láseres adolecen de una gran variación de amplitud de pulso a pulso.

Un segundo tipo de láseres son los láseres coloreados en una cavidad de resonancia ("cavity-dumped dye lasers"). Estos láseres proporcionan pulsos de unas decenas de picosegundo a partir de un láser continuo de Nd siendo su mayor inconveniente la obsolescencia de los láseres de este metal y el problema derivado del uso de soluciones coloreadas.

Finalmente, un tercer grupo está formado por los láseres de Ti:Zafiro. Estos láseres se construyen totalmente a partir de elementos sólidos y son ajustables entre 770 nm y 900 nm. Si se busca la interacción por doble fotón se necesita aumentar la longitud de onda del láser hasta 1.2-1.3  $\mu\text{m}$ . Para ello, se suele utilizar un amplificador óptico paramétrico (OPA), que contiene un cristal de borato de bario en fase  $\beta$ , para producir pulsos de láser a partir de uno de Ti:Zafiro. Este es el tipo de láser que vamos a utilizar ya que cumple los requisitos básicos para la emulación. En el capítulo IV se describirá en profundidad láser utilizado para realizar las irradiaciones experimentales.

La consecuencia principal de una duración de pulso tan pequeña es una potencia enorme para una energía por pulso del haz,  $E_p$ , del orden de unos pocos mJ/pulso:

$$P = \frac{E_p}{t_p} = \frac{10^{-3}[\text{J}]}{10^{-15}[\text{s}]} = 10^{12} \text{ W} \quad (2.18)$$

La fluencia umbral  $\phi$  [ $\text{J}/\text{cm}^2$ ] de daño por radiación que pueden soportar los materiales depende de la longitud de onda, de la duración del pulso, de la energía por pulso, del número de pulsos incidentes y de las propiedades ópticas del material de impacto [OC08]. Así, se debe evaluar para cada experimento cuál es la fluencia límite que no se puede superar.

Para estimar el orden de magnitud de la energía por pulso que implicaría ablación en silicio se pueden realizar algunos cálculos. La fluencia umbral de daño por ablación en silicio que es más acorde con las características de nuestro láser y que aparece en la

literatura tiene un valor límite de  $\phi = 0.45 \text{ J/cm}^2$  para un único pulso, una longitud de onda de 780 nm y una duración de pulso de 150 fs [CO04].

Esa fluencia límite corresponde a una potencia máxima por pulso de  $3 \cdot 10^{12} \text{ [W/cm}^2\text{]}$ . Dado que la duración del pulso que vamos a utilizar experimentalmente es de 80 fs (en el capítulo III se hace una total descripción del láser utilizado para la irradiación) podemos calcular, mediante la ecuación 2.19, la energía por pulso que produce ablación y por tanto una posible rotura del dispositivo:

$$E_{pmax} = P_{max} \cdot t_p \cdot S \quad (2.19)$$

Por tanto, para diferentes radios de la zona de impacto y para una duración de pulso de 80 fs se calcula, en la tabla 2.1, las energías límites por pulso que conducirían a una ablación en el dispositivo para 780 nm.

Tabla 2.1. Energía por pulso máxima que evita la ablación en silicio en función una duración del pulso de 80 fs y de una longitud de onda de 780 nm (Ec. 2.19).

Radio Haz Láser $W_0$	1 $\mu\text{m}$	2 $\mu\text{m}$	3 $\mu\text{m}$
Energía máxima por pulso	7,5 nJ	30,2 nJ	67,9 nJ

La fluencia umbral que hemos utilizado corresponde una longitud de onda de 780 nm. Aunque utilizaremos otras longitudes de onda para la irradiación, estos órdenes de magnitud nos permiten hacer una estimación del orden de magnitud de la energía por pulso que evita la indeseada ablación. La fluencia umbral obviamente cambiará para otras longitudes de onda ya que varía su coeficiente de absorción.

No obstante, el límite de ablación debe evaluarse siempre experimentalmente para cada circuito integrado irradiado.

#### 2.4.4. Energía del pulso, $E_p$ .

La energía por pulso del haz láser determina, junto con los parámetros ópticos del material y la energía asociada a cada fotón (longitud de onda de emisión), la tasa de pares e-h generados  $N(r,z)$  por unidad de volumen. Multiplicando  $N(r,z)$  por la carga del electrón obtendremos la cantidad de carga generada o depositada por unidad de volumen.

$$Q_{laser} = q_e \cdot N(z,r) = q_e \cdot \left( \frac{\alpha}{E\gamma} I(r,z) + \frac{\beta_2}{2 \cdot E\gamma} I^2(r,z) \right) t_p \left[ e^- \cdot \text{cm}^{-3} \right] \quad (2.20)$$

donde  $t_p$  es la duración del pulso.

Multiplicando la ecuación 2.20 por el volumen de generación de carga obtendremos la carga total depositada  $Q_{total}$  en una determinada profundidad de penetración del haz láser en el interior del semiconductor:

$$Q_{total} = q_e \cdot N(z, r) \cdot V \quad (2.21)$$

La carga depositada por impacto de iones pesados se puede calcular mediante el LET inicial del ión sobre la superficie del material irradiado  $LET_i$ , dependiente de la energía del ión incidente sobre la capa activa, mediante el espesor de la zona sensible  $d$ , y mediante la energía media de creación de un par electrón-hueco por ionización,  $E_{par-ión}$ , del orden de 3.6 eV en silicio. Se considera que en el espesor de la capa activa donde la colección de carga es efectiva la variación de la energía del ión es despreciable [PO01a].

Así la tasa de pares generados totales,  $N_{ión}$ , en el espesor de la capa activa  $d$  queda completamente definida por la siguiente ecuación [PO01a]:

$$N_{ión} = \frac{LET_i \cdot d}{E_{par-ión}} \quad (2.22)$$

Multiplicando la tasa de pares generados por la carga del electrón obtendremos la cantidad total de carga depositada por el ión  $Q_{ión}$ :

$$Q_{ión} = q_e \cdot \frac{LET_i \cdot d}{E_{par-ión}} \quad (2.23)$$

La unidad habitual del LET es  $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{mg}^{-1}$  pero también suele ser conveniente expresarlo en  $\text{MeV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  o en  $\text{C} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  para cálculos de eventos de partícula o SEE.

Para incidencia en silicio, cuya densidad es  $2330 \text{ kg/m}^3$ ,  $1 \text{ MeVcm}^2\text{mg}^{-1} = 0.2321 \text{ MeV}\mu\text{m}^{-1}$  y  $1 \text{ MeVcm}^2\text{mg}^{-1} = 0.2321 \times 0.0446 \text{ pC}\mu\text{m}^{-1}$ . En la figura 2.24 quedan ilustrados estos cambios típicos de unidades.

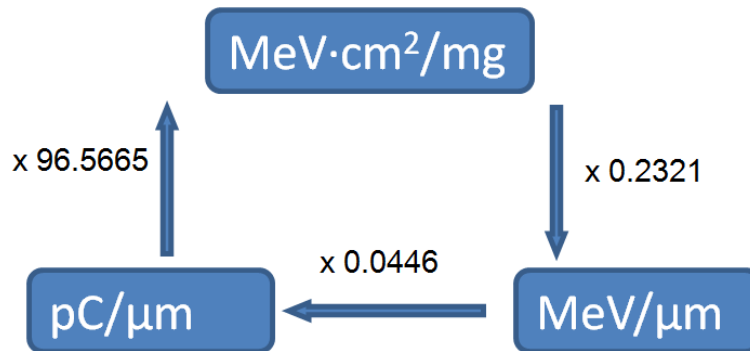


Fig. 2.25. Unidades habituales de Transferencia Lineal de Energía (LET) en silicio.

Igualando las ecuaciones 2.20 y 2.23 obtendremos la energía por pulso necesaria para obtener la misma cantidad de carga depositada con ambas interacciones.

## 2.5.- PROPAGACIÓN DEL HAZ LÁSER EN SILICIO.

Como se vio anteriormente, el ion se propaga más o menos en línea recta creando en torno a sí un plasma de carga libre de forma cilíndrica que se va estrechando a medida que el ion pierde energía en el interior del silicio. A su vez, este estrechamiento se puede considerar despreciable debido a la estrecha zona de deposición de carga, zona de carga espacial de las uniones p-n, dónde la aparición de carga efectiva puede provocar un evento transitorio a la salida del dispositivo.

Sin embargo, como veremos en los siguientes apartados, la propagación del haz láser es diferente a la propagación de un ión a causa de los siguientes fenómenos:

- a) Reflexión y refracción.
- b) Divergencia del haz.
- c) Atenuación.

El estudio de estos fenómenos nos conducirá a definir un volumen máximo de deposición de carga mediante haz láser semejante a un cilindro, como lo es el que produce el impacto de ión.

La divergencia y la atenuación del haz limitarán la altura equivalente a un cilindro. Si el espesor de la zona de carga espacial es superior a esta altura, el volumen de generación de carga conseguido con el haz láser no será igual al producido por impacto de ión y la emulación quedaría comprometida.

Por el contrario, si los espesores de las zonas sensibles son inferiores a la altura del cilindro equivalente, manteniendo la equivalencia en el resto de parámetros, podremos decir que el comportamiento del dispositivo será el mismo y estaremos emulando con la utilización de un láser pulsado el impacto de ciertos iones equivalentes a los parámetros del mismo.

### 2.5.1.- Reflexión y refracción.

Parte de la potencia del haz láser es rechazada por reflexión. Considerando una incidencia normal a la superficie de impacto. La fracción de luz transmitida al interior del material se obtiene multiplicando la intensidad incidente  $I_0$  por el coeficiente de transmisión  $T$ .

$$I_{\text{transmitida}} = T \cdot I_0 \quad (2.24)$$

Para el caso de incidencia no perpendicular, la intensidad transmitida se obtiene multiplicando la ecuación 2.24 por el coseno del ángulo de refracción  $\theta_r$  en el interior del material:

$$I_{\text{transmitida}} = T \cdot I_0 \cdot \cos(\theta_r) \quad (2.25)$$

Las capas que tiene que atravesar el haz, antes de llegar a la zona activa del dispositivo, pueden ser de aislante o de pasivación y en su mayoría estarán compuestas por óxido de silicio ( $\text{SiO}_2$ ) o nitruro de silicio ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ).

El coeficiente de transmisión viene dado por la siguiente ecuación:

$$T = 1 - R, \quad \text{donde} \quad R = \frac{(n_1 - n_2)^2 + k^2}{(n_1 + n_2)^2 + k^2} \quad (2.26)$$

siendo  $n_1$  y  $n_2$  los índices de refracción de las capas y  $k$  el coeficiente de extinción en silicio. Para las demás capas,  $k=0$  en el rango de longitudes de onda de interés.

Conocidas las constantes ópticas de cada material para las diferentes longitudes de onda que vamos utilizar y reflejadas en la Tabla 2.2, se puede calcular mediante la ecuación 2.26 los coeficientes de transmisión para las distintas intercaras que tiene que atravesar el haz, expresados en la Tabla 2.3.

Tabla 2.2. Constantes ópticas de silicio (Si), óxido de silicio ( $\text{SiO}_2$ ) y nitruro de silicio ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) [GR95, PA85].

Material	Si		$\text{SiO}_2$		$\text{Si}_3\text{N}_4$	
Const. Opt.	n	k	n	k	n	k
400 nm	5.59	0.303	1.47	0	2.07	0
800 nm	3.69	0.005	1.45	0	2.00	0
1300 nm	3.50	0	1.45	0	1.99	0

Tabla 2.3. Coeficiente de transmisión para las diferentes capas que puede atravesar el haz.

Coeficiente de Transmisión T						
Intercaras	Aire-Si	Aire- $\text{SiO}_2$	Aire- $\text{Si}_3\text{N}_4$	$\text{SiO}_2$ - $\text{Si}_3\text{N}_4$	$\text{SiO}_2$ -Si	$\text{Si}_3\text{N}_4$ -Si
400 nm	0.51	0.95	0.87	0.96	0.66	0.79
800 nm	0.67	0.96	0.89	0.97	0.81	0.91
1300 nm	0.69	0.96	0.89	0.98	0.82	0.92

Se observa en la tabla 2.3 que los coeficientes de transmisión para los aislantes son mayores que para el silicio. A su vez, los coeficientes de transmisión entre las capas aislantes y la de silicio también son mayores que el correspondiente entre el aire y silicio. Por lo tanto, si el haz atraviesa una capa de aislante antes del impacto sobre silicio, se favorece la transmisividad total del haz.

El factor coseno que aparece en la ecuación 2.25 como consecuencia de la refracción que sufre el haz en cada superficie de separación se calcula mediante la ley de Snell, siendo  $\theta_i$  el ángulo de incidencia:

$$n_1 \cdot \sin(\theta_i) = n_2 \cdot \sin(\theta_r) \quad (2.27)$$

La influencia del coseno del ángulo de refracción es muy pequeña para cualquier ángulo de incidencia. Este comportamiento se observa en la figura 2.26. El coeficiente de refracción para todos los materiales que tiene que atravesar el haz es mayor que el coeficiente de refracción del aire y el haz refracta aproximándose a la normal.

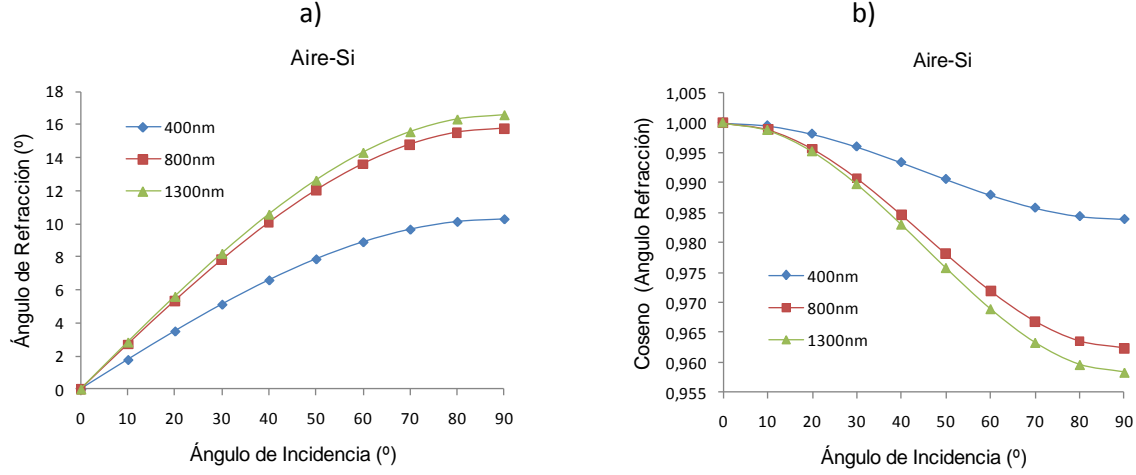


Fig. 2.26. a) Ángulos de refracción en silicio en función del ángulo de incidencia del haz láser.  
b) Componente coseno del ángulo de refracción.

El coeficiente de transmisión total se calcula entonces como el producto de los coeficientes de transmisión de las capas que atraviesa el haz y de la componente coseno del ángulo refracción en cada capa mediante las siguientes ecuaciones (Fig. 2.27 y 2.28):

$$T_{aire-Si} = T_{aire-Si} \times \cos(\theta_r)_{aire-Si} \quad (2.28)$$

$$T_{aire-SiO_2-Si} = T_{aire-SiO_2} \times \cos(\theta_r)_{aire-SiO_2} \times T_{SiO_2-Si} \times \cos(\theta_r)_{SiO_2-Si} \quad (2.29)$$

$$T_{aire-Si_3N_4-Si} = T_{aire-Si_3N_4} \times \cos(\theta_r)_{aire-Si_3N_4} \times T_{Si_3N_4-Si} \times \cos(\theta_r)_{Si_3N_4-Si} \quad (2.30)$$

$$T_{aire-SiO_2-Si_3N_4} = T_{aire-SiO_2} \times \cos(\theta_r)_{aire-SiO_2} \times T_{SiO_2-Si_3N_4} \times \cos(\theta_r)_{SiO_2-Si_3N_4} \times T_{Si_3N_4-Si} \times \cos(\theta_r)_{Si_3N_4-Si} \quad (2.31)$$

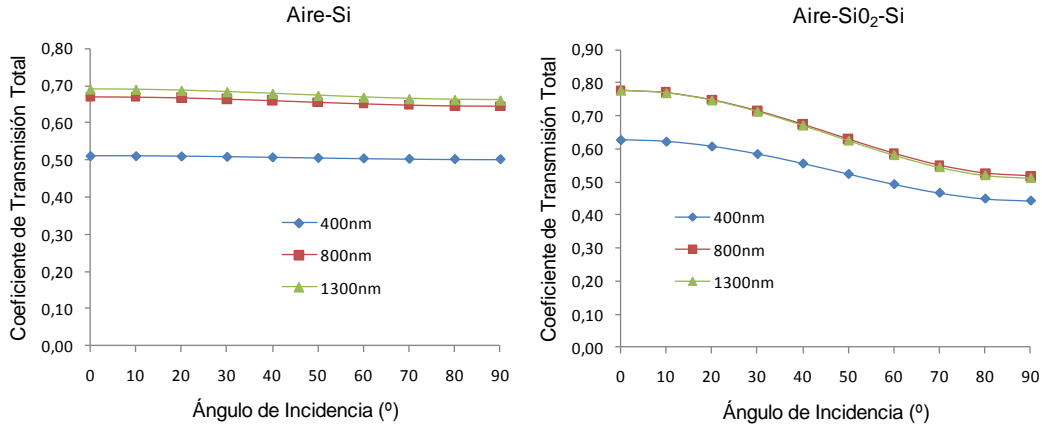


Fig. 2.27. Coeficientes de transmisión totales correspondientes a las ecuaciones 2.28 (izda) y 2.29 (dcha) para las distintas capas que atraviesa el haz y en función de su ángulo de incidencia.

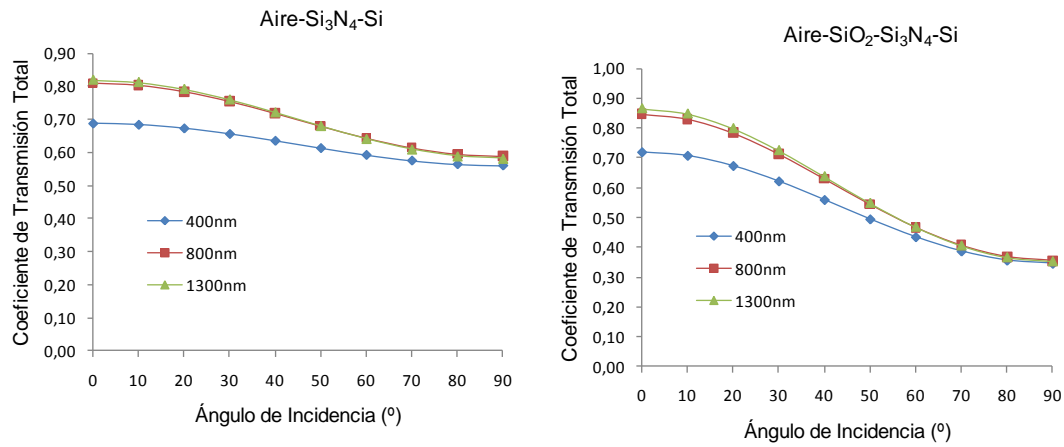


Fig. 2.28. Coeficientes de transmisión totales correspondientes a las ecuaciones 2.30 (izda) y 2.31 (dcha) para las distintas capas que atraviesa el haz y en función de su ángulo de incidencia.

Por lo tanto, atravesar una capa de nitruro de silicio favorece la transmisividad total más que atravesar una capa de óxido de silicio, que también la favorece, pero en menor factor, comparándolo con la incidencia directa sobre el Silicio. La consecuencia principal es un aumento en la profundidad de alcance del haz en las zonas activas del dispositivo ya que las pérdidas por reflexión serán menores.

La desviación total del haz sobre el eje transversal respecto a la normal incidente se puede calcular mediante la ecuación 2.32 y viene determinada por la distancia a la superficie de incidencia  $d$  y la tangente del ángulo de refracción en el material (Fig. 2.28).

$$x = \sum_i d_i \cdot \operatorname{tg}(\theta_{r_i}) \quad (2.32)$$

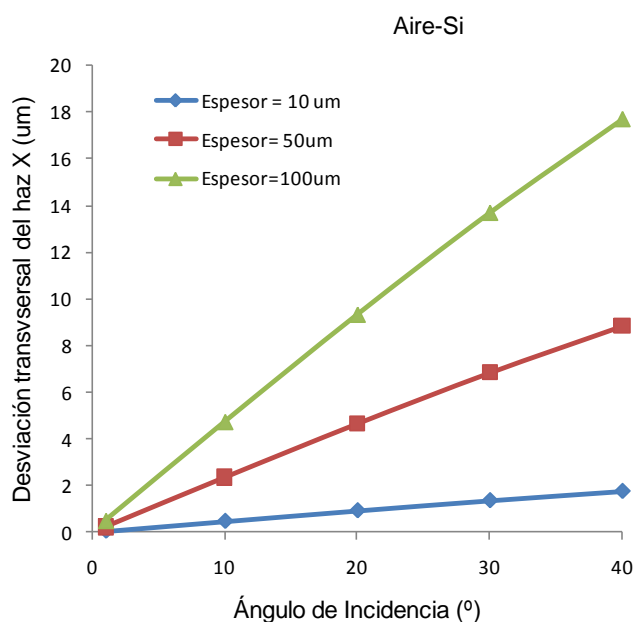


Fig. 2.29. Desviación transversal del haz en función del espesor de la capa y del ángulo de incidencia para  $\lambda=800$  nm.

En función del conocimiento que se tenga sobre la estructura del dispositivo, será conveniente estimar el coeficiente de transmisión total y la desviación del impacto del haz láser respecto al impacto en la superficie de incidencia en función de los espesores de capas que tenga que atravesar antes de llegar a la zona activa del dispositivo.

Respecto al ángulo de incidencia, en nuestro caso siempre incidiremos normalmente sobre la superficie, no obstante, si se requiere hacer experimentos con ángulos de incidencia, al igual que ocurriría con impactos de ión ya que ocurren en todas las direcciones, se pueden calcular los coeficientes de multiplicación tanto por reflexión como por refracción.

### 2.5.2.- Divergencia del haz.

Aunque una fuente de radiación láser es la que menos divergencia presenta, todo haz de luz sufre cierta divergencia mientras se propaga (Fig. 2.23). Durante la propagación del haz en el interior del semiconductor, la misma cantidad de energía se disemina sobre un área mayor reduciéndose la densidad de potencia y la efectividad de la radiación. Este resultado fue adelantado en secciones anteriores al mencionarse la dependencia de la anchura del haz con la distancia  $z$  al foco del haz (Ec.2.10). Así, la anchura del haz  $w$  mantendrá una dependencia con la distancia a la superficie de incidencia en el interior del material  $z$ .

Debido a la divergencia del haz, el volumen efectivo de generación de carga producido por el haz láser toma forma de un cono truncado en vez de un cilindro, que es la forma del volumen efectivo de generación de carga que produce un ión. Por lo tanto, la



divergencia del haz establece un límite para el volumen de deposición de carga del láser y del ión equivalente.

La longitud confocal  $z_0$  definida en la ecuación 2.10 depende del radio inicial del haz, de la longitud de onda del láser y de su índice de refracción del material. En la tabla 2.4 se ha calculado la longitud confocal para las tres longitudes de onda de interés y para tres radios de haz diferentes. Se observa claramente cómo con una longitud de onda de 1300 nm la divergencia es mayor.

Tabla 2.4. Longitud confocal  $Z_0$  para diferentes anchuras de haz y longitud de onda.

Radio Haz Láser $\lambda(\text{nm})$	$W_0=0.5 \mu\text{m}$ $Z_0 (\mu\text{m})$	$W_0=0.7 \mu\text{m}$ $Z_0 (\mu\text{m})$	$W_0=1 \mu\text{m}$ $Z_0 (\mu\text{m})$
400	11	22	44
800	4	7	14
1300	Difracción	4	8

En el caso que tengamos que atravesar capas metálicas, es tan pequeño el espesor que el haz puede atravesar, que la divergencia que sufra el haz es despreciable. No ocurre lo mismo al atravesar una capa de aislante. En este caso, la divergencia es del mismo orden que la que ocurre en el semiconductor y depende del espesor que tenga que atravesar. Si fuera así, tendríamos que calcular la anchura del haz al final de la capa para saber la anchura con la que incide el haz, sobre la capa sensible.

Lo que se puede concluir del estudio de la divergencia del haz es:

- Con una longitud de onda menor, el volumen efectivo de generación de carga equivalente al que produce un ión es mayor.
- A medida que aumenta el radio del haz, el volumen equivalente se extenderá sobre una longitud  $z$  mayor.

Además del fenómeno de divergencia aparece el fenómeno de atenuación del haz que, a su vez, también limitará el volumen equivalente. Este fenómeno se estudia en los siguientes apartados.

### 2.5.3.- Atenuación del haz láser.

Tal y como se ha descrito en apartados anteriores, la generación de portadores de carga corresponde a dos fenómenos claramente diferenciables en función de la longitud de onda de emisión del láser. Mediante la ecuación 2.8 se ha descrito la generación de portadores. Así, para el desarrollo teórico del modelo de emulación se diferenciará claramente entre los dos procesos y se despreciará, para cada caso el fenómeno menos dominante [MO02, MO04].

#### 2.5.3.1.- Absorción de 1 fotón o técnica SPA.

Para longitudes de onda alejadas y por debajo de 1107 nm, se puede despreciar la generación de portadores por absorción multifotónica. Esta interacción no lineal puede

aparecer incluso en el caso de que el fotón tenga suficiente energía para producir un par electrón-hueco. Sin embargo, en la práctica, existe unanimidad al despreciar la creación no lineal de pares electrón-hueco frente a la lineal en el caso de que ésta última se pueda producir. Así, despreciando el segundo sumando de la ecuación 2.7 para longitudes de onda por debajo de 1107 nm, el resultado de la ecuación corresponde a la derivada en  $z$  de la ley de Lambert & Beer que describe la absorción lineal del haz en función de la profundidad de penetración en el material semiconductor:

$$\frac{dI(r, z)}{dz} = -\alpha I(r, z) \quad (2.33)$$

cuya solución es:

$$I(r, z) = I_0 \cdot e^{-\alpha z} \quad (2.34)$$

La profundidad de penetración  $d(\alpha)$ , se define como la distancia para la cual la intensidad decae hasta un factor 1/e de su valor en la superficie:

$$d(\alpha) = \frac{1}{\alpha}; \quad \rightarrow \quad \alpha = \alpha(\text{dopado, temperatura, campo } \vec{E}) \quad (2.35)$$

El parámetro  $\alpha$  se define como el coeficiente de absorción óptica lineal. Aunque es dependiente de algunos factores podemos realizar una estimación de la profundidad de penetración en el material de impacto, en función de los coeficientes de absorción para Silicio intrínseco a una temperatura de 300K y que se encuentran tabulados para las diferentes longitudes en la literatura. Los valores mostrados en la tabla 2.6 corresponden a los encontrados en referencia bibliográfica [GR95].

Además de estar tabulado,  $\alpha$  también se puede calcular en función del coeficiente de extinción  $k$  mediante esta aproximación:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.36)$$

En algunas ocasiones se han encontrado los valores del coeficiente de absorción directamente y en otras únicamente los valores de extinción. Así, se indican en la tabla 2.6 las constantes ópticas de diversos materiales que el haz tiene que atravesar para las longitudes de onda de interés.

Tabla 2.5. Constantes ópticas y profundidad de penetración  $d$  para diferentes longitudes de onda y para los materiales más frecuentes utilizados en la construcción de los dispositivos electrónicos.

Material	$\lambda$	400 nm	800 nm	1300 nm	Unidades
Silicio (Si)	k	0.303	0.006	4.66E-10	
	$\alpha$	9.52E+04	8.50E+02	4.50E-05	cm <sup>-1</sup>
	d	1.05E-01	11.8	2.21E+10	μm
Aluminio (Al)	k	4.86	8.4	13.2	
	$\alpha$	1.5E+06	1.3E+06	1.3E+06	cm <sup>-1</sup>
	d	6.5E-01	7.5E-01	7.9E-01	μm
Cobre (Cu)	k	2.1	2.3	2.6	
	$\alpha$	6.6E+05	3.6E+05	2.5E+05	cm <sup>-1</sup>
	d	1.5	2.8	4	μm
Óxido de silicio (SiO <sub>2</sub> )	k	0	0	0	
	$\alpha$	0	0	0	cm <sup>-1</sup>
	d	∞	∞	∞	μm

En un primer lugar, destacamos que el coeficiente de absorción en silicio para 1300 nm es muchísimo menor que los correspondientes coeficientes para 400 nm y 800 nm. Por tanto, esta diferencia justifica que sea considerada una longitud de onda transparente para silicio bajo absorción lineal.

Por otro lado, las constantes ópticas indican que si el haz tiene que atravesar una capa metálica se atenuará en ella casi toda la intensidad. Dependiendo del espesor de las capas, podremos estimar si el haz láser es capaz de penetrarlas conservando a la salida un valor de intensidad lo suficiente alto como para poder seguir depositando la cantidad de carga requerida para emular el impacto de un ion en el sustrato de silicio.

Sin embargo, atravesar una capa de aislante no supone ninguna atenuación. Además, tal y como se explico en el apartado anterior, atravesarla favorece la transmisividad total del haz.

La presencia de capas metálicas impide la penetración del haz a las zonas sensibles del dispositivo. Esto no ocurre cuando impacta un ión pesado ya que normalmente tiene suficiente energía como para atravesarlas. Para evitar este problema se puede realizar la irradiación por la parte trasera del integrado, evitando así la presencia de capas metálicas de conducción. El problema que aparece al realizar la irradiación por la parte trasera del integrado es que el haz ha de superar un gran espesor de sustrato de silicio hasta alcanzar las zonas sensibles del dispositivo, y la atenuación que sufriría sería comparable a la que sufre en una capa metálica. Así, para irradiaciones por la parte inferior, se debe utilizar una longitud de onda lo más larga posible. No obstante, el problema de penetración del haz mediante irradiación trasera se elimina completamente mediante la técnica de absorción de doble fotón, como vamos a ver a continuación.

### 2.5.3.2.- Absorción simultánea de 2 fotones o técnica TPA.

A diferencia de la interacción simple, este otro mecanismo de interacción necesita la participación de dos fotones. Se observa en la tabla 2.6 como el coeficiente de absorción lineal para 1300 nm es siete órdenes de magnitud menor que el coeficiente de absorción para 800 nm en silicio intrínseco. Cuando la absorción no lineal es el único mecanismo de absorción en el material, se desprecia el primer sumando de la ecuación 2.7 y la intensidad del haz en función de su longitud de propagación  $z$  se expresa como:

$$\frac{dI(r, z)}{dz} = -\beta_2 I^2(r, z) \quad (2.37)$$

cuya solución es:

$$I(z) = \frac{I_0}{1 + \beta_2 \cdot I_0 \cdot z} \quad (2.38)$$

donde  $I_0$  es la intensidad del pulso incidente y  $\beta_2$  el coeficiente de absorción no lineal de segundo orden.

De estas ecuaciones matemáticas, se puede predecir un hecho realmente interesante: la atenuación del haz de luz no depende sólo de las características del material sino también de la intensidad del láser. Dado que la absorción de 2 fotones se tiene que producir de forma simultánea, la generación de portadores es proporcional al cuadrado de la intensidad del pulso, y por tanto, sólo puede ser significativa en la región de alta irradiancia o región focalizada del haz [MO02],[ ST85],[BO96].

En otras palabras, si la intensidad luminosa no es alta, el haz láser puede atravesar el silicio sin sufrir una atenuación excesiva ya que fuera de foco la densidad de fotones es más baja y la probabilidad de absorción simultánea también, permitiendo la inyección de carga a cualquier profundidad de la estructura mediante la penetración del foco en el interior de dispositivo semiconductor.

La figura 2.31a es muy ilustrativa mostrando la absorción multifotónica, la generación de pares únicamente se produce en la zona de alta irradiancia o foco del haz, dado que es muy dependiente de la intensidad del haz. La zona de generación de carga se representa como la zona más oscura. Así mismo, en la figura 2.31b se ha representado la zona de generación de carga bajo absorción lineal. Como vemos, toda la carga se produce cerca de la superficie de incidencia.

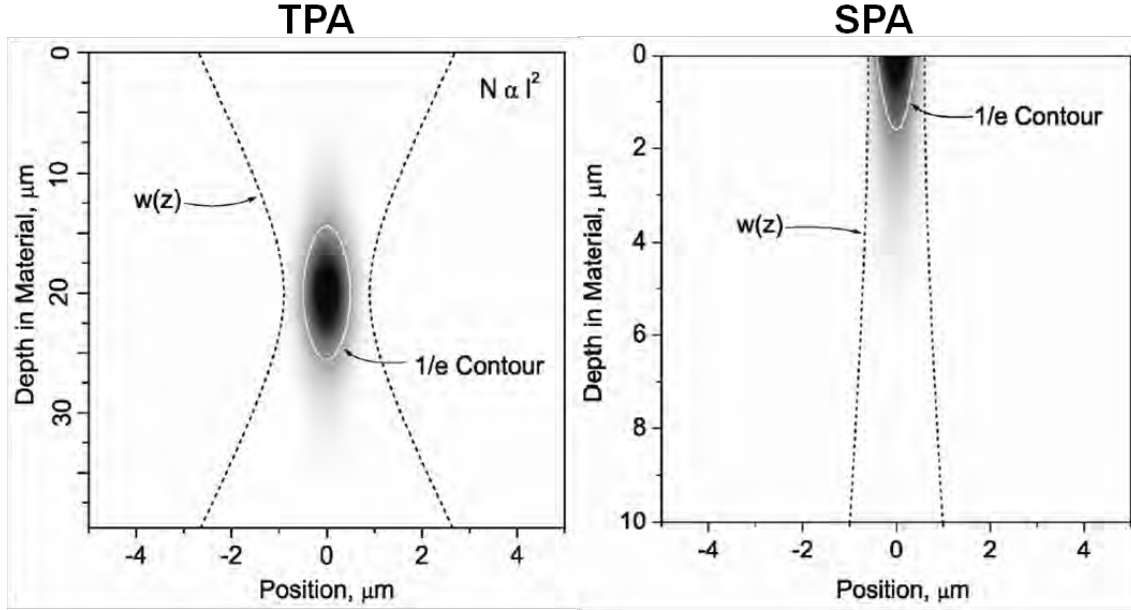


Fig. 2.30. Comparativa que muestra las zonas de generación de carga (zonas oscuras) producidas con el láser a) Técnica TPA con el haz focalizado a unas 20  $\mu\text{m}$  de la superficie de incidencia, b) Técnica SPA con el haz focalizado en la superficie de incidencia [M002].

El principal inconveniente de esta técnica de generación de carga es la falta de un conocimiento exacto del coeficiente de absorción multifotónica  $\beta_2$ . Así como el coeficiente de absorción lineal está perfectamente caracterizado y podemos calcular todos los parámetros equivalentes para todo el rango de longitudes de onda del espectro electromagnético, no ocurre lo mismo con el coeficiente de absorción no lineal (Fig. 2.20).

No obstante, la búsqueda experimental del coeficiente de absorción no lineal ha sido un objetivo del trabajo de investigación experimental y se ha obtenido un valor para  $\beta_2$  de **0,098 cm/GW**. En el capítulo IV de resultados experimentales se expondrá cómo se ha conseguido este valor el cual se ha utilizado para realizar los cálculos de atenuación del haz bajo absorción por doble fotón.

## 2.6.- MODELADO DE LA PROPAGACIÓN DEL HAZ LÁSER EN SILICIO CON MATLAB.

Las siguientes ecuaciones resumen el comportamiento del haz en el interior del semiconductor  $I(r, z)$ , en cuanto a transmisión, divergencia y atenuación del haz, para ambos modelos de absorción:

$$I(r, z) = \left\{ \begin{array}{ll} I_{1F}(r, z) = I_T(r, z) \cdot e^{-\alpha z} & \text{para SPA} \\ I_{2F}(r, z) = \frac{I_T(r, z)}{1 + \beta_2 \cdot I_T(r, z) \cdot z} & \text{para TPA} \end{array} \right\} \quad (\text{Atenuación}) \quad (2.39)$$

$$I_T(r, z) = T \cdot I_a(r, z) \quad (\text{Transmisión}) \quad (2.40)$$

$$I_a(r, z) = \frac{2 \cdot E_p}{\pi \cdot w^2(z) \cdot t_p} e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}} \quad \text{con} \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot w_0^2 \cdot n} \right)^2} \quad (\text{Divergencia}) \quad (2.41)$$

En la figura 2.31 se modela en MATLAB la propagación del haz en el interior del semiconductor mediante la ecuación 2.39 para diferentes longitudes de onda de acuerdo a las constantes ópticas de las tablas 2.2 y 2.6.

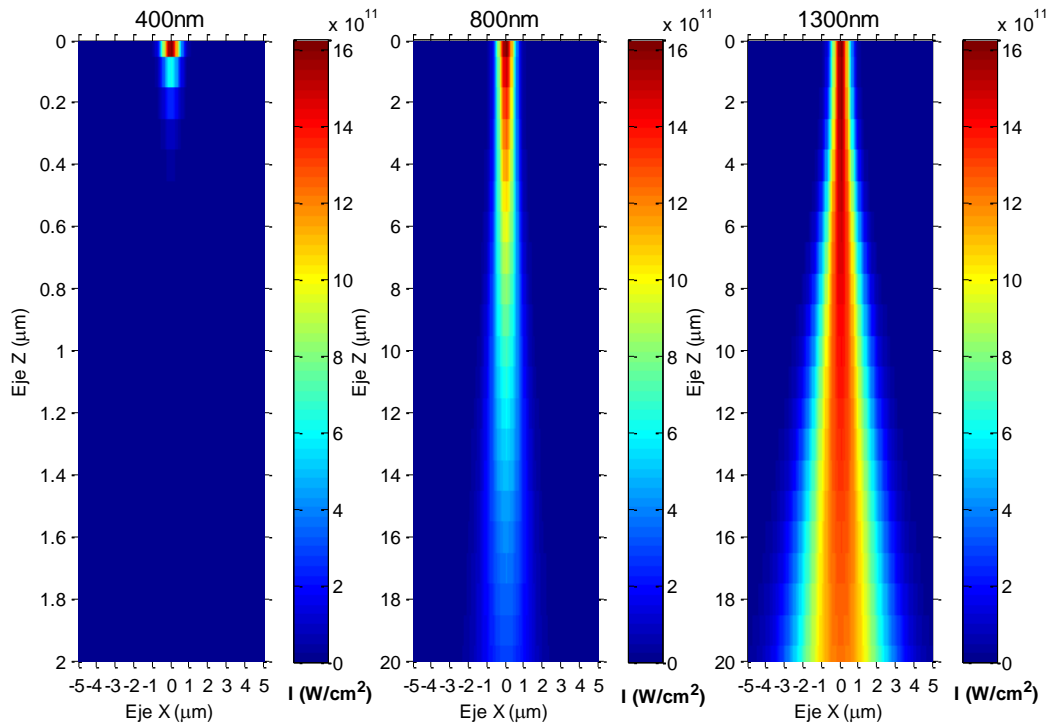


Fig. 2.31. Representación gráfica de  $I(r, z)$  en el silicio para  $T=1$ ,  $E_p=1$  nJ,  $W_0=0.7$   $\mu\text{m}$ ,  $t_p=80$  fs. Se representan los diferentes modelos de absorción: SPA (400 nm, 800 nm) y TPA (1300 nm).

La utilización de diferentes longitudes de onda conlleva diferentes comportamientos en cuanto a divergencia y atenuación. Para 400 nm la divergencia no presenta un problema pero se reduce mucho su capacidad de penetración siendo la intensidad nula a casi 0.5  $\mu\text{m}$  de la superficie de incidencia. Con 800 nm aumenta la capacidad de penetración pero la divergencia aumenta. Con 1300 nm aumenta de forma considerable la capacidad de penetración pero es la longitud de onda que más divergencia presenta (Fig. 2.31). No obstante, la alta divergencia para 1300 nm se

contrarresta ya que el radio efectivo de generación de carga se reduce en un factor  $\sqrt{2}$  tal y como se ha demostrado mediante la ecuación 2.15.

Una vez visto el perfil de propagación del haz en el interior del semiconductor veamos como es el perfil de creación de pares, de acuerdo a las siguientes ecuaciones, y que resume lo expuesto anteriormente:

$$\frac{dN_{1F}}{dt} = \frac{\alpha}{E\gamma} \int_{z_1}^{z_2} T \cdot I_{(1F)}(r, z) dz = T \cdot \frac{\alpha}{E\gamma} \int_{z_1}^{z_2} I_a(r, z) \cdot e^{-\alpha z} dz \quad (2.42)$$

$$\frac{dN_{2F}}{dt} = \frac{\beta_2}{2 \cdot E\gamma} \int_{z_1}^{z_2} T \cdot I_{(2F)}^2(r, z) dz = T \cdot \frac{\beta_2}{2 \cdot E\gamma} \int_{z_1}^{z_2} \left( \frac{I_a(r, z)}{1 + \beta_2 \cdot T \cdot I_a(r, z) \cdot z} \right)^2 dz \quad (2.43)$$

Para evaluar la energía por pulso necesaria para emular el impacto de iones resolvemos estas integrales para  $z_1=0$  y  $z_2=d$ , considerando que depositamos la carga en un espesor  $z = d$  incidiendo desde la superficie de incidencia  $z = 0$ .

Tal y como hemos dicho antes, emularemos el impacto de un ión siempre que el volumen efectivo de generación de carga sea bastante parecido o igual. Para ello, debemos considerar que el radio del haz es constante en su trayectoria a través de la capa sensible. Considerando que el espesor  $d$ , espesor de la capa sensible, es muy pequeño (del orden de 1  $\mu\text{m}$ ), consideramos que el haz es constante para todo el espesor, por tanto:

$$I_a(r, z) = \frac{2 \cdot E_p}{\pi \cdot w_0^2 \cdot t_p} = \frac{E_p}{s \cdot t_p} = I_0 \quad \text{siendo} \quad s = \frac{\pi \cdot w_0^2}{2} \quad (2.44)$$

y sustituyendo en la Ec. 2.42 y 2.43 obtenemos las siguientes tasas de generación de carga para cada uno de los modelos:

$$\frac{dN_{(1F)}}{dt} = T \cdot \frac{\alpha}{E_\gamma} \int_0^d I_0 \cdot e^{-\alpha z} dz \quad (2.45)$$

$$\frac{dN_{(2F)}}{dt} = T \cdot \frac{\beta_2}{2 \cdot E_\gamma} \int_0^d \left( \frac{I_0}{1 + \beta_2 \cdot T \cdot I_0 \cdot z} \right)^2 dz \quad (2.46)$$

Resolviendo las integrales de las ecuaciones 2.45 y 2.46 obtenemos el número de pares e-h generados mediante haz láser,  $N_{\text{láser}}$ , para cada modelo de emulación:

$$N_{(1F)} = T \cdot \frac{I_0}{E_\gamma} (1 - e^{-\alpha d}) \cdot s \cdot t_p \quad (2.47)$$

$$N_{(2F)} = T \cdot \frac{\beta_2}{2 \cdot E_\gamma} \cdot \frac{I_0^2 \cdot d}{(1 + \beta_2 \cdot d \cdot T \cdot I_0)} \cdot s \cdot t_p \quad (2.48)$$

En la figura 2.32 vemos que aunque 1300 nm presenta mayor divergencia, se produce mayor cantidad de pares electrón-hueco cerca del eje de la trayectoria, es decir, la creación de pares e-h es altamente gobernada por la intensidad del haz. La forma de la zona de generación de carga se estrecha más que bajo absorción lineal.

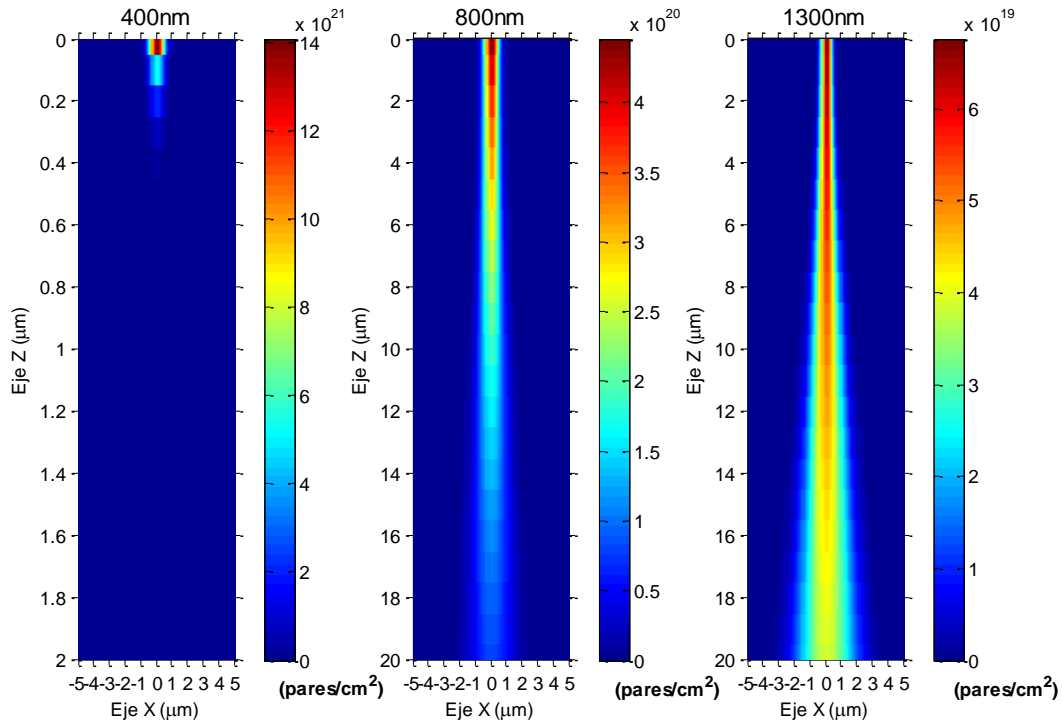


Fig. 2.32. Representación gráfica número de pares electrón-hueco generados mediante haz láser para  $T=1$ ,  $E_p=1$  nJ,  $W_0=0.7$   $\mu\text{m}$ ,  $t_p=80$  fs y diferentes modelos de absorción: SPA (400 nm, 800 nm) y TPA (1300 nm).

A continuación, en la figura 2.33, también se ha realizado una representación tridimensional tanto de la propagación del haz en el interior del semiconductor (Fig. 2.33a) como del perfil de creación de pares (Fig. 2.33b) para las longitudes de onda de interés. Se observa claramente cómo bajo el modelo de absorción no lineal o técnica TPA la penetración del haz es mucho mayor y la generación de carga se produce mayoritariamente cerca del eje de propagación del haz, en forma de cilindro.



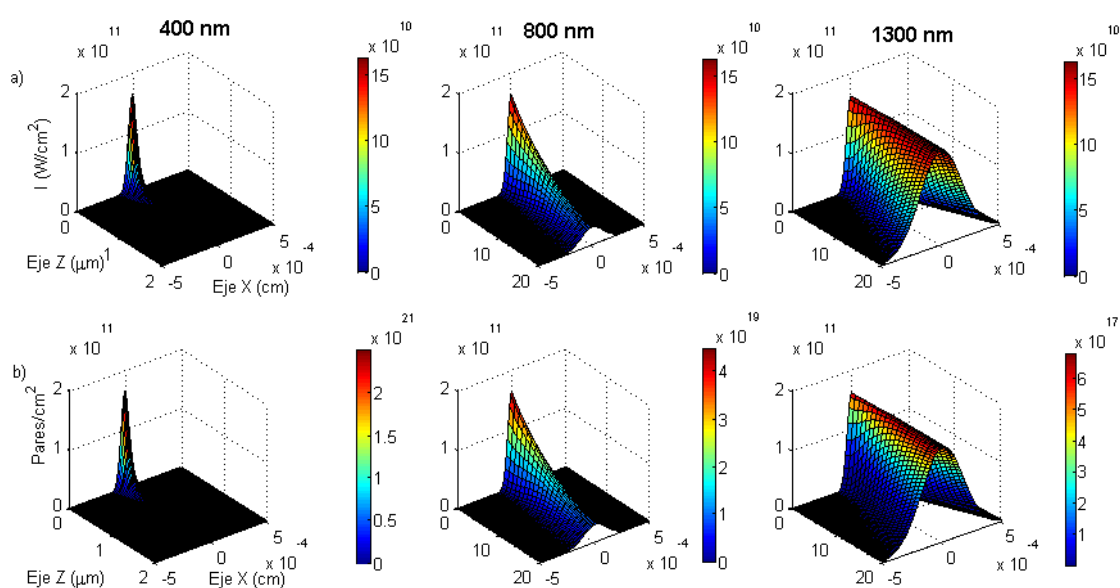


Fig. 2.33. Representación gráfica tridimensional de  $I(r,z)$  en el silicio (a) y de número de pares electrón-hueco generados mediante el haz (b) para  $T=1$ ,  $E_p=1$  nJ,  $W_0=0.7$   $\mu\text{m}$ ,  $t_p=80$  fs y diferentes modelos de absorción: SPA (400 nm, 800 nm) y TPA (1300 nm).

Dado que mediante la técnica TPA es posible introducir el foco en el interior del semiconductor sin que éste sufra una atenuación excesiva, (Fig. 2.33b para 1300nm) también se modela a modo de visualización, en la figura 2.34 el perfil del haz focalizado en el interior del semiconductor a  $z=10$   $\mu\text{m}$  de la superficie de incidencia  $z=0$ .

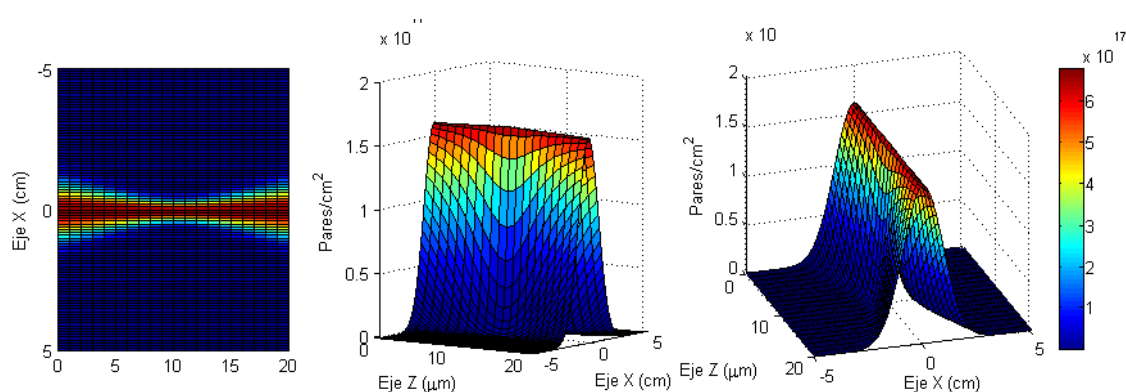


Fig. 2.34. Representación tridimensional del perfil de pares e-h generados en silicio mediante la técnica TPA con el haz focalizado en el interior del semiconductor a 10  $\mu\text{m}$  de la superficie de incidencia  $z=0$ , para  $T=1$ ,  $E_p=1$  nJ,  $W_0=0.7$   $\mu\text{m}$ ,  $t_p=80$ .

La obtención de las ecuaciones 2.47 y 2.48 es muy importante, ya que, conociendo el número de pares generados por un ión determinado en la misma capa de espesor  $d$ , obtendremos la energía por pulso,  $E_p$ , necesaria para producir el mismo número de pares con haz láser. Así:

$$N_{ion} = N_{1F} = N_{2F} \quad (2.49)$$

y:

$$E_{P(1F)} = \frac{N_{ión} \cdot E_{\gamma}}{T \cdot (1 - e^{-\alpha d})} \quad (2.50)$$

$$E_{P(2F)} = \frac{2 \cdot E_{\gamma} \cdot N_{ión} \cdot \beta_2 \cdot T \cdot d + \sqrt{(2 \cdot E_{\gamma} \cdot N_{ión} \cdot \beta_2 \cdot T \cdot d)^2 + 8 \cdot T \cdot \beta_2 \cdot d \cdot s \cdot t_p \cdot E_{\gamma} \cdot N_{ión}}}{2 \cdot \beta_2 \cdot d \cdot T} \quad (2.51)$$

En las siguientes gráficas (Fig. 2.35, 2.36 y 2.37) representamos la energía por pulso para cada modelo de absorción en función de la longitud de onda de irradiación y diversos valores de LET, que corresponderán a diferentes deposiciones de carga en una capa de 1  $\mu\text{m}$  o 5  $\mu\text{m}$  de espesor por parte del ión equivalente. Los parámetros fijos que se utilizan para el haz láser son:  $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .

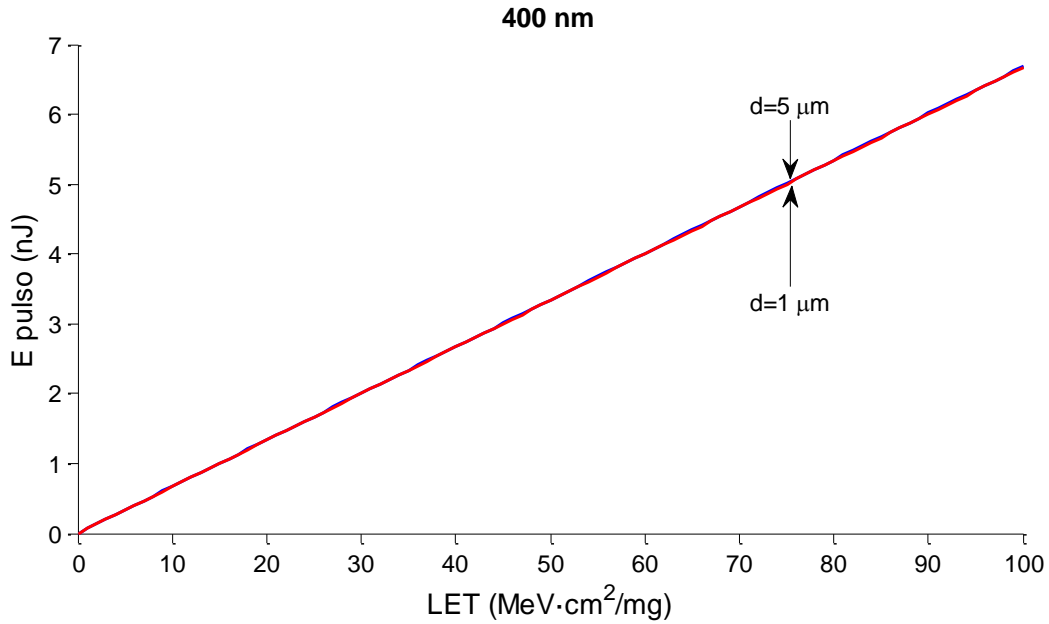


Fig. 2.35. Energía por pulso necesaria para generar el mismo número de pares electrón-hueco que genera un ión con un determinado LET en una capa de espesor de 1  $\mu\text{m}$  (rojo) o 5  $\mu\text{m}$  (azul), para  $\lambda = 400 \text{ nm}$ ,  $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$  y  $t_p = 80 \text{ fs}$ .

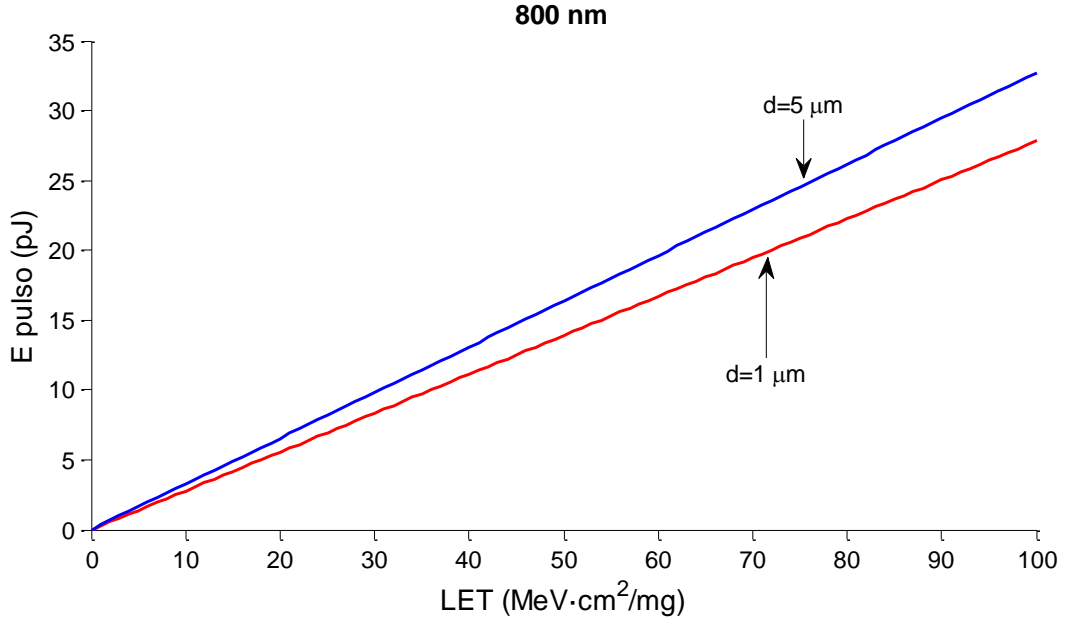


Fig. 2.36. Energía por pulso necesaria para generar el mismo número de pares electrón-hueco que genera un ión con un determinado LET en una capa de espesor de 1 μm (rojo) o 5 μm (azul), para  $\lambda=800$  nm,  $w_0=0.7$  μm y  $t_p=80$  fs.

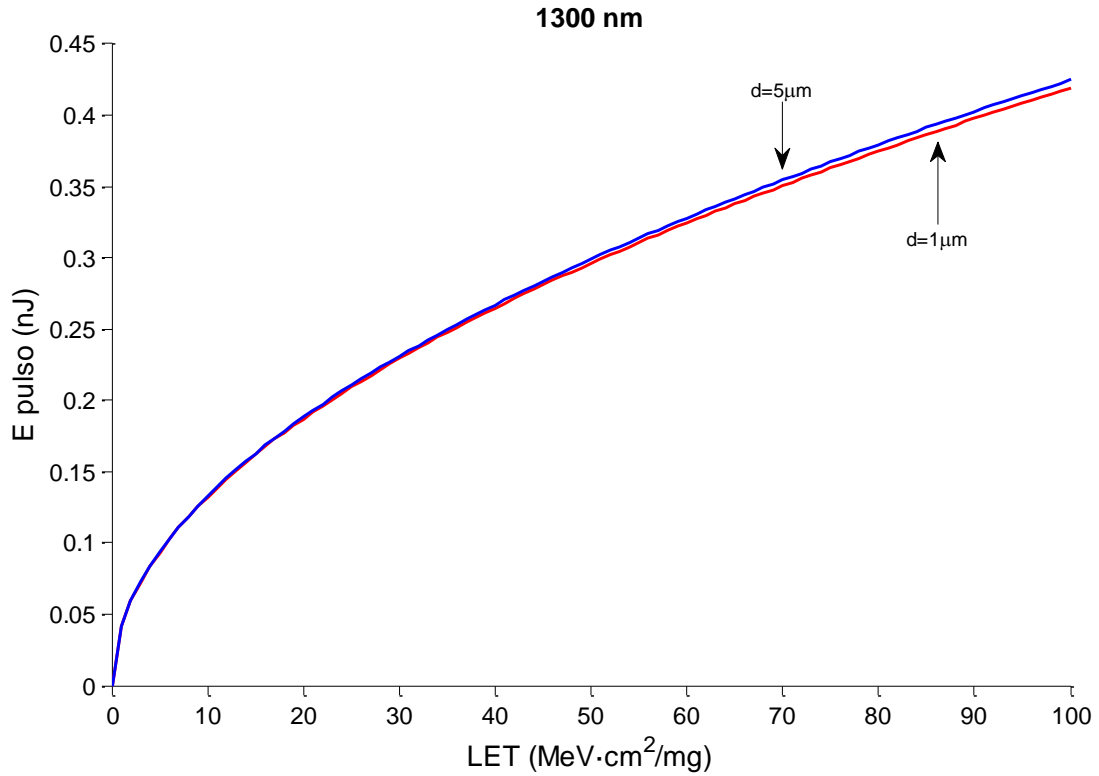


Fig. 2.37. Energía por pulso necesaria para generar el mismo número de pares e-h que genera un ión con un determinado LET en una capa de espesor de 1 μm (rojo) o 5 μm (azul), para  $\lambda=1300$  nm,  $w_0=0.7$  μm,  $t_p=80$  fs y  $\beta_2=0.098$  cm/GW.

## 2.7.- VOLUMEN EFECTIVO DE GENERACIÓN DE CARGA EQUIVALENTE AL QUE PRODUCE EL IMPACTO DE UN IÓN.

En este punto, una vez parametrizado el pulso del láser para depositar cierta cantidad de carga, veamos cómo es el volumen máximo de generación de carga generado con el pulso láser equivalente al que produce el impacto de un ión.

Como ya hemos dicho antes, la altura del cilindro de generación de carga equivalente al que produce el impacto de un ión queda limitada por la divergencia y por la atenuación del haz. Así, el fenómeno más restrictivo limitará la altura  $h$  del cilindro equivalente.

Si la propagación del pulso láser presenta gran divergencia, el volumen de generación de carga empezará a abrirse tomando forma de cono, en vez de cilindro. Si la atenuación del haz es muy alta, la altura del cilindro será muy pequeña y si es más pequeña que el espesor de la capa sensible estaremos lejos de haber alcanzado un volumen equivalente en la capa sensible donde la generación de carga produce un SET. Veamos dentro de qué límites estaremos emulando correctamente el impacto del ión.

Recordemos que la longitud confocal  $z_0$  define la distancia  $z$  al foco donde la intensidad se ha reducido a la mitad (50%) por divergencia y la profundidad de penetración  $d$  define la distancia  $z$  al foco donde la intensidad se ha reducido hasta un factor  $1/e$  (63%) de la intensidad en el foco por absorción de fotones en el material de impacto.

Considerando entonces que el factor de equivalencia debe ser mejor que el 50%, podemos definir una distancia  $z$  a partir del foco del haz, en la que se reproduce un volumen cilíndrico para diferentes factores.

Los factores elegidos para el estudio son los que hagan que la intensidad del haz se reduzca a la mitad (50%), a  $1/e$  de su valor en inicial (37%), al 20% y al 10%. Por lo tanto, el límite de estos factores marcará un nivel de equivalencia del 50%, 63%, 80% y 90% respectivamente.

Estas restricciones implican una distancia  $z$  tal que se cumpla:

$$w(z) = \sqrt{\frac{f}{1-f}} w_0 \quad \text{para Divergencia} \quad (2.52)$$

$$I(z) = (1-f) I_0 \quad \text{para Atenuación} \quad (2.53)$$

para  $f$  = factor de equivalencia (0.5, 0.37, 0.2 y 0.1).

De acuerdo a las ecuaciones de absorción, la altura máxima por atenuación lineal no depende de la intensidad. Sin embargo, en el caso de absorción no lineal, la distancia  $z$  a la cual la intensidad se reduce un factor determinado es dependiente de la intensidad inicial (Ec. 2.39).

La profundidad de penetración para absorción por doble fotón se define entonces como:

$$z(I_0) = \frac{f}{(1-f)\beta_2 I_0} \quad (2.54)$$

En las siguientes figuras se han representado las distancias máximas de equivalencia en función de los factores de equivalencia tanto para divergencia (2.38a, 2.38b y 2.38c) como para atenuación lineal (2.38d) y no lineal (2.39).

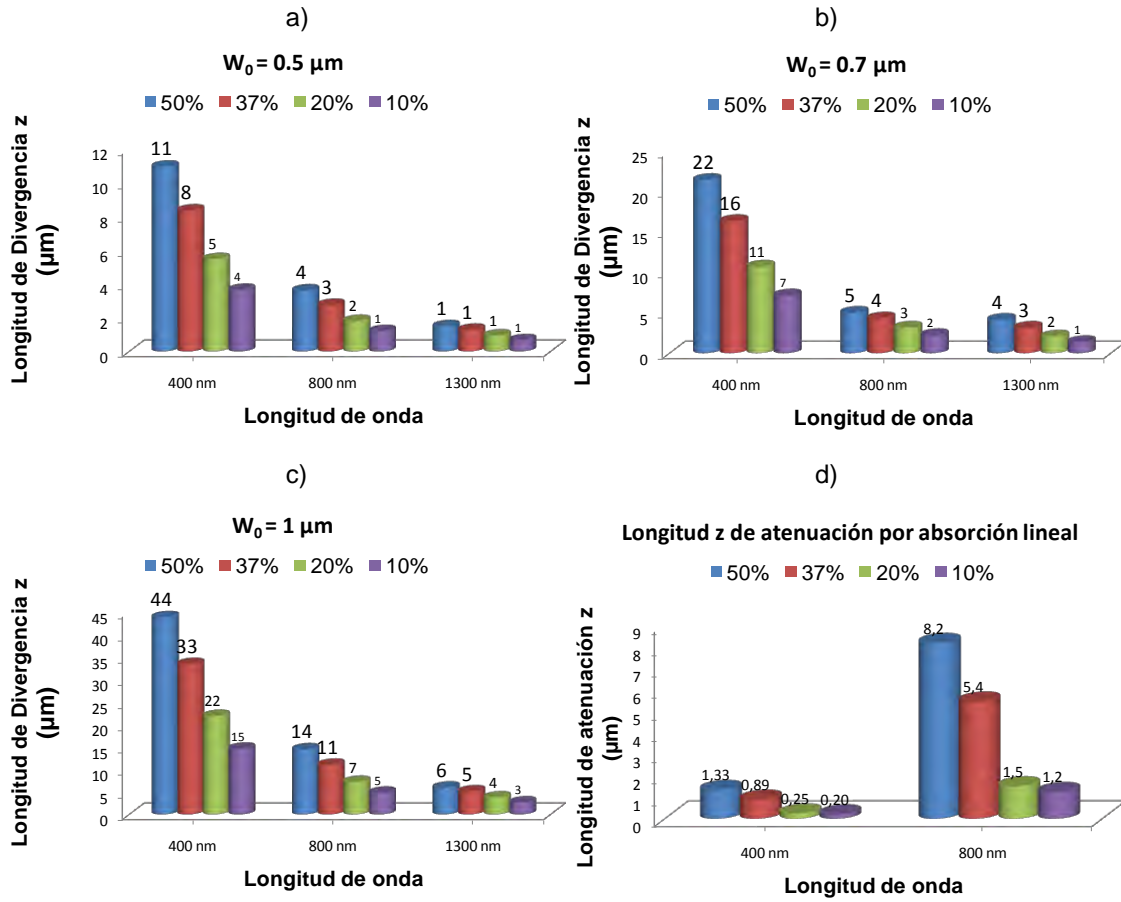


Fig. 2.38. a), b) y c) Longitud  $z$  máxima de equivalencia limitada por divergencia en función de distintos factores y de la anchura del haz. d) Longitud  $z$  máxima de equivalencia limitada por atenuación para absorción lineal.

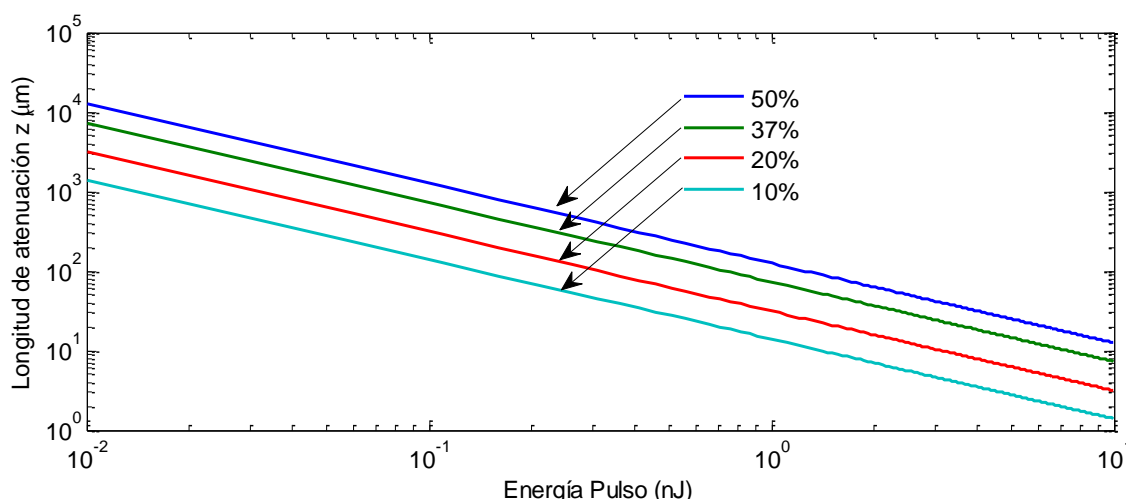


Fig. 2.39. Longitud  $z$  máxima de equivalencia, limitada por atenuación, para absorción no lineal.

El resultado de este estudio concluye que la longitud del cilindro equivalente  $h$  queda limitada por diferentes factores:

- Para 400 nm el parámetro más restrictivo es la atenuación. El volumen efectivo de generación de carga equivalente a un cilindro no supera una altura de  $h=1.5 \mu\text{m}$  para el factor menos restrictivo.
- Para 800 nm el parámetro más restrictivo varía en función del radio del haz. La divergencia limita la altura  $h$  del cilindro para  $w_0 < 0.7 \mu\text{m}$  ( $h = 4 \mu\text{m}$  para  $w_0 = 0.5 \mu\text{m}$  y  $h = 7 \mu\text{m}$  para  $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$  para los factores menos restrictivos) y la atenuación limita para  $w_0 > 0.7 \mu\text{m}$  ( $h = 8.2 \mu\text{m}$  para el factor menos restrictivo).
- Para 1300 nm y dado que la atenuación depende de la intensidad, la divergencia gobierna la altura limitante del cilindro siempre y cuando la energía no sea superior a 3 nJ para el factor más restrictivo. Así, se obtiene una altura equivalente de  $h = 8 \mu\text{m}$  para el factor menos restrictivo. Por encima de 3 nJ la absorción aumenta y la altura  $h$  del cilindro equivalente queda gobernada por la atenuación mediante la ecuación 2.35.

## 2.8.- PARÁMETROS LÁSER PARA LA EMULACIÓN DEL IMPACTO DE UN IÓN SOBRE UN DISPOSITIVO ELECTRÓNICO.

En este apartado se desarrollan una serie de ejercicios de emulación. La metodología a utilizar será la elección de los parámetros del láser pulsado para la irradiación de un dispositivo electrónico y la extracción del ión equivalente a la configuración de estos parámetros. El ejercicio se realizará para los dos modelos de absorción del haz láser en silicio.

### 2.8.1.- Modelo de absorción lineal o SPA.

**Parámetros Láser:**  $\lambda=800$  nm,  $E_p=12$  pJ,  $W_0=0.7$   $\mu\text{m}$ ,  $t_p=80$  fs.

Una energía de 12 pJ en 1  $\mu\text{m}$  de espesor corresponde a un LET de 36 MeV·cm<sup>2</sup>/mg para 800 nm.

Por debajo del Arsénico (As) ningún ión puede tener este LET. Sin embargo, multitud de iones por encima del Arsénico si lo alcanzan y los parámetros más destacados de algunos de ellos se indican en la tabla 2.6.

Tabla 2.6. Iones con LET= 36 MeV·cm<sup>2</sup>/mg

Ión	Energía (MeV)	Energía /UMA (MeV/uma)	LET (MeV·cm <sup>2</sup> /mg)	Rango ( $\mu\text{m}$ )	2W <sub>0</sub> ( $\mu\text{m}$ )
<b>Sr-88</b>	596.4	6.785	36	68.82	1.36
<b>Sr-88</b>	59.42	0.6759	36	10.91	0.51
<b>Y-89</b>	680.3	7.651	36	76.72	1.43
<b>Y-89</b>	56.41	0.6345	36	10.41	0.49
<b>Zr-90</b>	<b>768.9</b>	<b>8.553</b>	<b>36</b>	<b>84.95</b>	<b>1.50</b>
<b>Zr-90</b>	53.92	0.5997	36	9.993	0.48
<b>Nb-93</b>	881.9	9.492	36	95.61	1.57
<b>Nb-93</b>	52.94	0.5699	36	9.837	0.47
<b>Mo-98</b>	1025	10.47	36	109.2	1.64
<b>Mo-98</b>	53.25	0.5439	36	9.905	0.46

En la tabla 2.6 se observan dos valores diferentes de energía para cada ión, el valor superior se sitúa por encima del pico de *Bragg* y el valor inferior por debajo. Podremos emular el ión de mayor energía de entre los dos valores ya que su radio efectivo de generación es carga es mayor. Para los valores menores de energía la absorción por doble fotón es muy buena elección ya que los radios efectivos de generación de carga se reducen casi a la mitad. Sin embargo energías más bajas implican un rango de penetración muy bajo y normalmente este tipo de iones no producen daños por ionización.

De entre todos los iones y energías que corresponden a un mismo LET, el que más se ajusta a los parámetros del láser elegidos es el ión de Zirconio (Zr) ya que su diámetro efectivo de generación de carga es igual que el que se consigue con el haz láser. Además, si calculamos el tiempo de tránsito del ión por la capa sensible de 1  $\mu\text{m}$  de espesor obtenemos un valor de 51 fs, tiempo que se ajusta muy bien con el tiempo de pulso del haz láser.

### 2.8.2.- Modelo de absorción simultánea de 2 fotones o TPA.

**Parámetros Láser:**  $\lambda=1300$  nm,  $E_p=67$  pJ,  $W_0=0.7$   $\mu\text{m}$ ,  $t_p=80$  fs.

Una energía de 67 pJ en 1  $\mu\text{m}$  de espesor corresponde a un LET de  $36 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$  para 1300 nm.

Por debajo del Arsénico (As) ningún ión puede tener este LET. Sin embargo, multitud de iones por encima del Arsénico si lo alcanzan y los parámetros más destacados de algunos de ellos se indican en la tabla 2.7.

Tabla 2.7. Iones con  $\text{LET}= 36 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$

Ión	Energía (MeV)	Energía /UMA (MeV/uma)	LET (MeV·cm <sup>2</sup> /mg)	Rango (μm)	2W <sub>0</sub> (μm)
<b>Se-80</b>	79.83	0.9989	36	13.86	0.86
<b>Se-80</b>	<b>283.9</b>	<b>3.553</b>	<b>36</b>	<b>37.42</b>	<b>1.48</b>
<b>Br-79</b>	69.06	0.8751	36	12.27	0.81
<b>Br-79</b>	343.2	4.349	36	43.33	1.61
<b>Kr-84</b>	66.31	0.7902	36	11.95	0.78
<b>Kr-84</b>	431.4	5.141	36	52.6	1.73

En este caso, de entre todos los iones y energías que corresponden a un mismo LET, el que más se ajusta a los parámetros del láser elegidos es el ión de Selenio (Se) ya que su diámetro efectivo de generación de carga es igual que el que se consigue con el haz láser. Además, si calculamos el tiempo de tránsito del ión por la capa sensible de 1  $\mu\text{m}$  de espesor obtenemos un valor de 51 fs, tiempo que se ajusta muy bien con el tiempo de pulso del haz láser.

### 2.9.- CONCLUSION.

De todo el desarrollo anterior podemos sacar las siguientes conclusiones:

Con longitudes de onda pequeñas podemos conseguir un radio efectivo de generación de carga menor que permite emular iones de menor energía.

Longitudes de onda pequeñas impiden la generación de carga dentro del semiconductor ya que toda ella se crea cerca de la superficie de impacto.

La deposición de carga en el interior del sustrato semiconductor es fundamental para producir un SET a la salida del dispositivo por tanto se debe descartar utilizar longitudes de onda por debajo de los 500 nm.



Una longitud de onda demasiado alta aumenta la energía de los iones emulables porque aumenta el radio efectivo de generación de carga y reduce la posibilidad de emular iones con LET bajo.

Por lo tanto debemos llegar a un compromiso en torno a 800-1000 nm para emular impacto de iones bajo absorción lineal.

Por encima de los 1100 nm el fenómeno de absorción predominante es la absorción simultánea de 2 fotones para la producción de un par electrón-hueco.

Para absorción no lineal se elimina el problema de la penetración del haz en el interior del semiconductor ya que el foco se puede introducir en el semiconductor sin apenas absorción. Sólo en el foco la intensidad es alta y es altamente probable producir la absorción múltiple de fotones.

Aunque la constante de absorción multifotónica  $\beta_2$  no está suficientemente bien determinada en la literatura se puede deducir experimentalmente y se ha obtenido con éxito un valor de  **$\beta_2=0.098 \text{ cm/GW}$** .

Se recomienda emular con una longitud de onda de 1300 nm ya que se pueden emular iones de menor energía y por tanto de mayor LET. A su vez, se puede introducir la carga a cualquier profundidad, siendo ésta la aportación más importante.

En todo momento se debe estudiar el volumen efectivo de generación de carga conseguido con el haz láser. Dado que éste varía en función de su configuración debemos controlar el factor de equivalencia láser-ión que estamos alcanzando para cada irradiación.

## CAPÍTULO III

### DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA LÁSER DE EMULACION DE ENTORNO ESPACIAL.

#### 3.1.- INTRODUCCIÓN.

Con el objetivo de reproducir el comportamiento de un dispositivo electrónico en un ambiente de radiación espacial, el control y modificación de los diferentes parámetros definidos en el modelo teórico de emulación láser descritos en el capítulo II, es la parte más importante del sistema, y por tanto, del objetivo del trabajo de investigación.

En este capítulo, por tanto, se describen los diferentes pasos de diseño del sistema láser de emulación de entorno espacial en función de las necesidades descritas anteriormente y de los estudios y toma de datos necesarios para caracterizar el comportamiento del dispositivo.

La producción de fallos en un dispositivo electrónico es el paso inicial para el estudio posterior del comportamiento, mitigación de errores o protección del dispositivo ante estos eventos. El sistema láser de emulación de impacto de iones se convierte así en una herramienta de generación de fallos sobre dispositivos electrónicos de alto interés para la industria electrónica espacial. Hasta la fecha sólo existen 8 laboratorios en el mundo que realizan este tipo de test (Fig. 3.1).

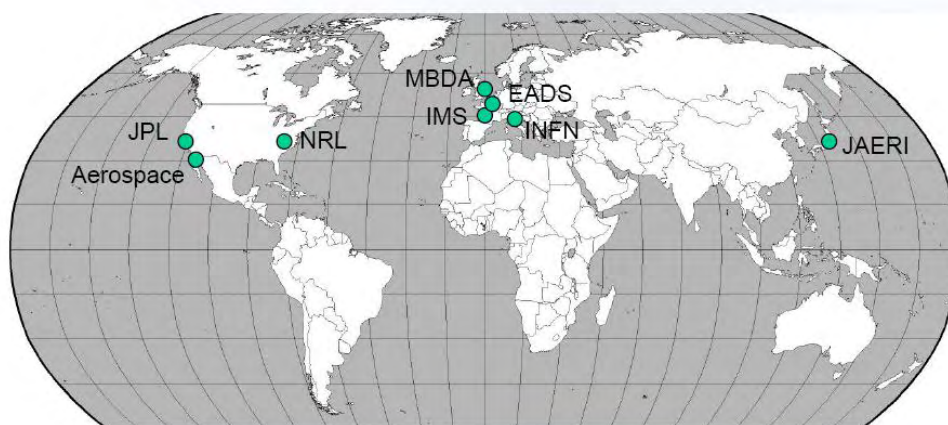


Fig. 3.1. Laboratorios que realizan ensayos de radiación mediante la técnica láser [HTTP-RALF].

Los láseres pulsados de estado sólido son muy utilizados tanto en industria como en investigación y son los láseres comerciales más desarrollados. El láser de Nd:YAG, por ejemplo, es el láser comercial más popular en aplicaciones como el marcado,

cortado, perforado o cirugía de la retina. Para muchas de estas aplicaciones la duración del pulso juega un papel fundamental. Pulsos rápidos, y por tanto, de alta potencia, ablacionan un material rápidamente, sin transferencia de calor y sin la degradación que produciría este efecto alrededor del material circundante al impacto. Los pulsos ultracortos tienen una duración menor que muchos procesos atómicos y moleculares. La formación y ruptura de los enlaces químicos tiene lugar en la escala temporal de los femtosegundos ( $1\text{fs}=10^{-15}\text{s}$ ), y el láser pulsado de femtosegundo se convierte en herramienta fundamental para estudiar estos procesos.

El sistema de irradiación necesario para establecer experimentalmente el modelo de emulación de impacto de iones sobre dispositivos electrónicos es la parte más sensible del trabajo de experimentación. Así, en el Centro de Asistencia a la Investigación o CAI de Espectroscopia Multifotónica y de Femtosegundo (Fac. CC. Químicas - UCM) se dispone de la herramienta básica para la inducción de fallos y comparación de resultados en función de la longitud de onda de la irradiación: un láser pulsado de femtosegundo, cuya característica más importante es que la longitud del onda de emisión es sintonizable desde el ultravioleta (300 nm) hasta el infrarrojo (3  $\mu\text{m}$ ).

En España existen otros servicios láser pero únicamente la Universidad Complutense de Madrid ofrece este servicio con una longitud de onda configurable. Este detalle es imprescindible para realizar el estudio experimental y la evaluación del modelo de emulación de impacto de iones con diferentes longitudes de onda.

### **3.2.- DISEÑO DEL SISTEMA DE TEST DE IRRADIACIÓN.**

#### **3.2.1.- Sistema de irradiación/iluminación.**

El sistema de irradiación/iluminación con láser debe cumplir con las siguientes especificaciones:

– Emisión de luz láser:

- Debe permitir la emisión de pulsos de luz lo más cortos posibles (entre unos pocos picosegundos a femtosegundos).
- Debe permitir el ajuste o la selección de la longitud de onda en un rango entre 300 y 1300 nm.

– Trayectoria y Atenuación del haz:

- Debe permitir el control de la energía del láser bien directamente, bien mediante filtros, hasta valores del orden de picoJulios.
- Debe conducir el haz láser hacia el sistema de focalización mediante elementos ópticos.

– Focalización del Haz:

- Debe permitir enfocar el láser sobre la muestra consiguiendo tamaños de foco inferiores a 3  $\mu\text{m}$ . Los objetivos deben seleccionarse con distancias de trabajo grandes (*“Long working distance”*) para permitir enfocar en la zona de interés sin que el objetivo tropiece con la muestra.
- Posicionamiento y Movimiento de la muestra:
  - Debe permitir movimientos de la muestra en las tres direcciones de movimiento en pasos mínimos de 1  $\mu\text{m}$  con una precisión de 0,5  $\mu\text{m}$ . Este sistema debe estar motorizado y debe ser sincronizado con el sistema de irradiación y medida de los parámetros eléctricos críticos.

### **3.2.2.- Sistema de medida.**

El sistema de medida deberá cumplir con las siguientes especificaciones:

- Sincronización:
  - Para realizar un análisis de sensibilidad por zonas se debe diseñar un sistema de sincronización que controle el movimiento de la muestra (movimiento del láser sobre el chip), el disparo del láser y el sistema de medida o detección de errores.
- Configuración eléctrica del dispositivo:
  - La muestra bajo ensayo debe estar configurada eléctricamente de manera estática o dinámica, de forma que se facilite la detección de errores eléctricos creados por el láser y diferenciarlos de otros posibles errores.
- Detección de errores:
  - Se debe diseñar un sistema de medida que sea capaz de detectar los errores o cambios en los parámetros eléctricos que se produzcan a causa de la iluminación con el láser. El sistema debe ser tal que permita la sincronización con el sistema de movimiento de la muestra y con el sistema de disparo del láser.

### **3.3.- PROCEDIMIENTOS PARA LA IRRADIACIÓN.**

En la figura 3.2 se resumen los procedimientos que hay que realizar para implementar experimentalmente el modelo teórico de irradiación láser.

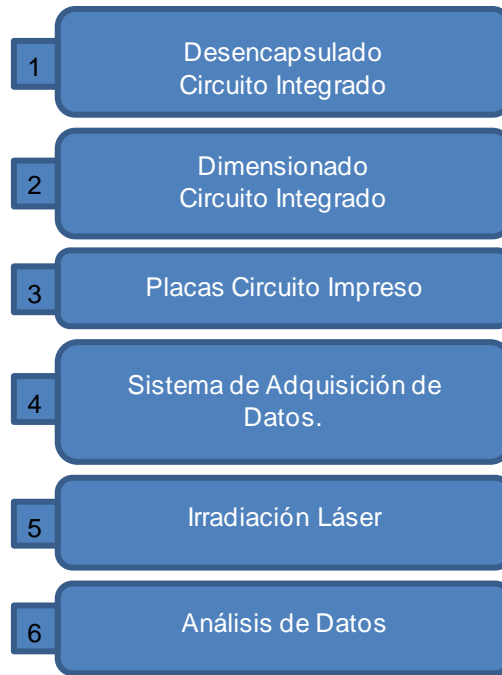


Fig. 3.2. Procedimientos de irradiación de dispositivos mediante láser.

La aplicación de la técnica de emulación mediante irradiación láser en circuitos integrados requiere en todos los casos la iluminación directa del "chip", por lo que será siempre necesario proceder a la apertura del encapsulado hasta conseguir el acceso visual sobre la superficie del integrado. El desencapsulado del dispositivo es asimismo necesario con el fin de estudiar el "lay-out" o diseño del circuito integrado y disponer del dimensionado XYZ necesario para definir las condiciones de iluminación y barrido con el láser. Para alcanzar todas las zonas sensibles del dispositivo se impone la irradiación láser tanto por la parte delantera del integrado ("Frontside") como por la parte trasera ("Backside"). En este sentido existen varias técnicas de apertura dependiendo del tipo y material del encapsulado que se describirán detalladamente a continuación.

Con el fin de aplicar correctamente el método y sobre todo de analizar los resultados, es importante conocer lo más detalladamente posible el diseño del dispositivo a irradiar. En ocasiones existe de antemano un conocimiento de este diseño por información directa del fabricante o del diseñador del chip, pero en otras ocasiones esta información no está disponible. En este último caso, se puede realizar el ejercicio de intentar identificar sobre el chip los elementos más importantes a partir del esquema del circuito que suele incluir el fabricante en la hoja de características. A veces, la propia experiencia del analista permite identificar elementos críticos del circuito a partir de su descripción funcional y del esquema de las conexiones externas del dispositivo.

Aunque la iluminación del integrado desde la parte superior ("Frontside") es generalmente más sencilla desde el punto de vista de la preparación de la muestra, en ocasiones puede ser necesario recurrir a la irradiación por la parte inferior del mismo. La decisión sobre la iluminación del chip desde la parte superior o desde la parte inferior del mismo depende de los siguientes parámetros:

- Proporción metal/silicio en superficie, espesor de la metalización y niveles de metalización: En los casos en los que la parte activa del chip esté cubierta por las metalizaciones, no será posible acceder con el láser directamente a la zona activa, pues el metal es opaco al láser para las longitudes de onda utilizadas. Por ello, para llegar con la luz a la zona activa debemos hacerlo a través del silicio, desde la parte posterior.
- Profundidad de la zona activa: dependiendo de la longitud de onda del láser, la capacidad de penetración del mismo en el silicio es diferente. En casos en los que se estén utilizando longitudes de onda con escasa penetración, si la zona activa del chip está a suficiente profundidad, puede que ésta no sea alcanzable con el láser y sea necesario hacerlo desde la parte posterior puliendo la oblea de silicio hasta asegurarnos un espesor tal que permita enfocar el láser a la profundidad deseada. Una solución alternativa es utilizar la técnica del doble fotón, permitiendo enfocar el láser en el interior y propiciando el proceso de absorción de dos fotones al mismo tiempo. Para ello, la longitud de onda del láser debe ser seleccionada cuidadosamente.

Con la información obtenida del estudio detallado del diseño se puede simplificar la secuencia de ensayo dirigiendo del barrido del láser directamente a la zona más crítica o representativa del chip. Con ello se obtienen ciertas ventajas en la realización del ensayo con el láser:

- Caracterización directa de la sensibilidad de un transistor o de una celda de memoria concreta con una estructura concreta (gracias a la directividad del láser).
- Reducción del tiempo de radiación al limitar la zona radiada.
- Se puede utilizar una zona determinada para calcular con precisión la “sección eficaz láser”.

Una vez desencapsulado y dimensionado el circuito integrado, es necesario diseñar una placa de circuito impreso para su configuración electrónica y niveles de polarización. A la hora de realizar el diseño es necesario tener en cuenta las dimensiones del porta-muestras y las características de los motores respecto al peso que pueden soportar ya que su libertad de movimiento es imprescindible para realizar un barrido completo de la superficie del chip.

La irradiación láser de los dispositivos se realizará posteriormente al diseño de las herramientas, programas de control y adquisición de datos específicos para cada dispositivo. Si bien, el objetivo siempre será diseñar programas de control y adquisición que puedan ser utilizados con diferentes modelos de dispositivos y para diferentes configuraciones.

La adquisición y tratamiento de datos se realizará de tal forma que se puedan llevar a cabo los estudios de integración del dispositivo *versus* precisión del láser, los mapas 3D de sensibilidad del dispositivo, los estudios de comportamiento frente a transitorios

producidos en de la zona irradiada y las variaciones en comportamiento del dispositivo en función de su configuración o niveles de polarización.

Con el objetivo de evaluar la calidad del sistema, se realizará un calibrado del entorno experimental utilizando un dispositivo analógico cuyo comportamiento en ambiente de radiación espacial está ampliamente recogido en la literatura y cuyos resultados se describirán en el capítulo IV.

### 3.4.- MONTAJE EXPERIMENTAL DEL SISTEMA DE EMULACIÓN DE ENTORNO ESPACIAL.

#### 3.4.1.- Láser pulsado de femtosegundos.

En la figura 3.3 se detalla la composición íntegra del sistema láser de femtosegundo. Como se observa, el sistema no consta de un único láser pulsado, sino que requiere de láseres de bombeo adicionales y otros sistemas ópticos para obtener pulsos ultracortos de diferentes longitudes de onda.

En la tabla 3.1 se resumen las principales características de los elementos que componen el sistema láser de femtosegundo descritos en la figura 3.3. Además, se describe más detalladamente la función de cada elemento en los siguientes puntos.

Tabla 3.1. Características principales de la tecnología integrada en el sistema láser de femtosegundo.

#### Sistema Láser de Femtosegundo.

1	Láser de Bombeo del oscilador de Femtosegundos	Nd:Vanadato 5 W, 532 nm
2	Oscilador de Femtosegundos	Ti:Zafiro 430 mW, 800 nm, 80 MHz, 50 fs/pulso
3	Láser de Bombeo del Amplificador Regenerativo	Nd:YLF 20 mJ/pulso, 527 nm, 1 KHz
4	Amplificador Regenerativo	Ti:Zafiro 3.6 mJ/pulso, 800 nm, 1 KHz, 35 fs/pulso
5	Amplificador Óptico Paramétrico	Radiación sintonizable desde el UV (300 nm) hasta el IR (3 $\mu$ m)

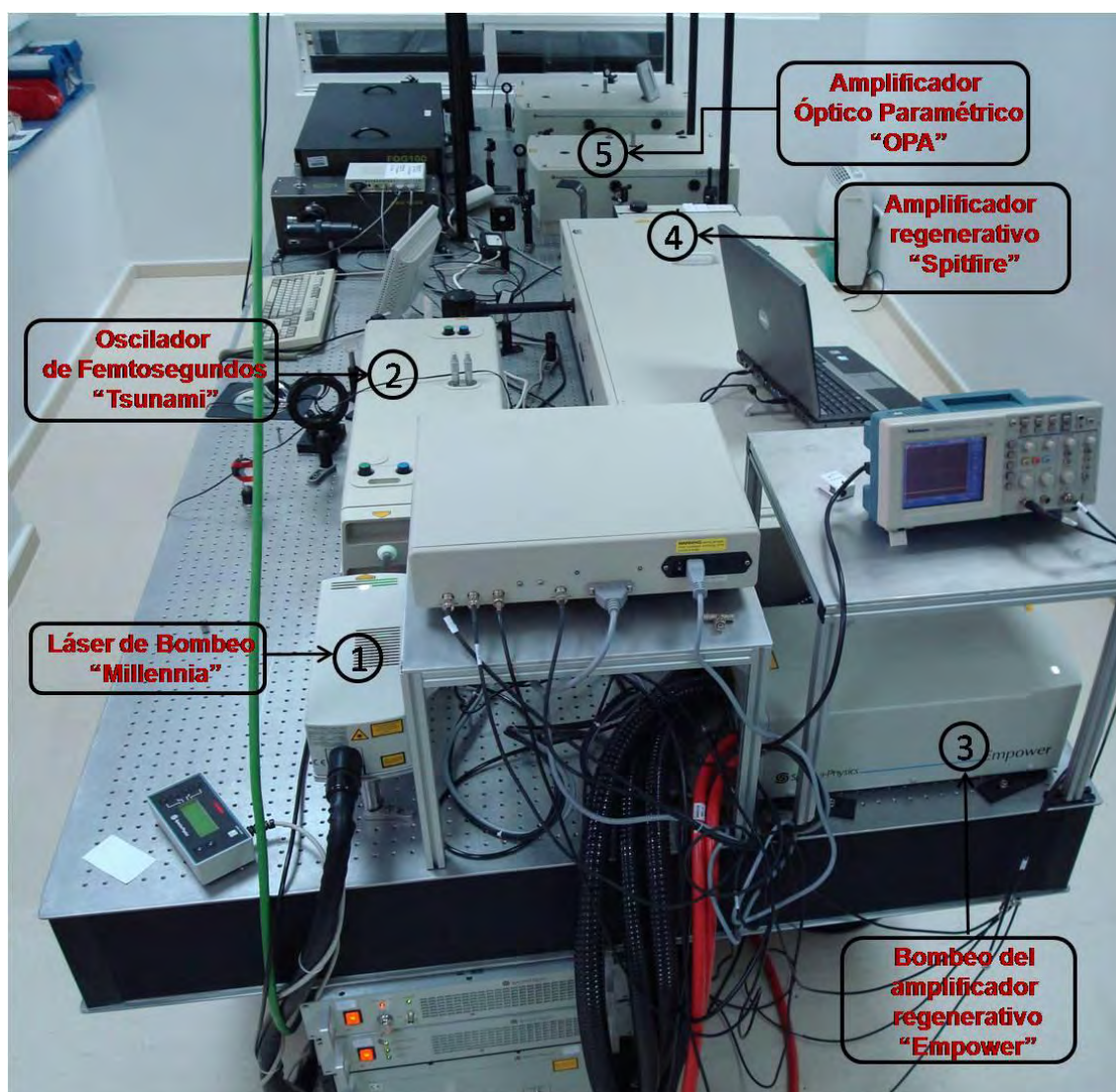


Fig. 3.3. Sistema Láser de Femtosegundo en la UCM.

#### 3.4.1.1.- Láser de Bombeo del Oscilador de Femtosegundos.

El láser de bombeo “Millennia Vs J” es un láser continuo de  $\text{Nd:YVO}_4$  bombeado por diodos, que emite radiación en el visible (532 nm) con una potencia de hasta 5W. Este láser emplea la salida de dos láseres diodos para bombear iones  $\text{Nd}^{+3}$  que dopan una matriz cristalina de ytrio vanadato ( $\text{Nd:YVO}_4$ ), que actúa como medio activo, proporcionando radiación láser a 1064 nm (de igual forma que los láseres de  $\text{Nd:YAG}$ ). Posteriormente esta radiación es doblada en frecuencias en un cristal no lineal de triborato de litio (LBO) para generar radiación láser a 532 nm, que es la que se emplea para bombear al oscilador láser de femtosegundos.



#### 3.4.1.2.- Oscilador Láser de Femtosegundo.

El oscilador láser de femtosegundo “Tsunami” es un láser de estado sólido en el que el medio activo es un cristal de zafiro dopado con iones  $Ti^{3+}$  (Ti:Zafiro). La producción de pulsos láser de femtosegundos en el oscilador se consigue por medio del anclaje de los modos de la cavidad.



Fig. 3.4. Oscilador Láser de Femtosegundo “Tsunami”.

#### 3.4.1.3.- Láser de Bombeo del amplificador regenerativo.

El láser de bombeo “Empower-30” es un láser pulsado de Nd:YLF, bombeado por un conjunto de diodos de AlGaAs, que generan la excitación óptica necesaria al medio activo de Nd:LiYF<sub>4</sub> obteniéndose radiación a 1053 nm. Por medio de dos moduladores acusto-ópticos Q-Switches sincronizados se obtiene pulsos láser de entre 500 Hz a 10 kHz en la escala de los nanosegundos. Finalmente, la radiación láser generada pasa a

través de un cristal de triborato de litio (LBO), duplicándose a 527 nm. A 1 kHz se obtienen energías por pulso de 20 mJ, y a 5 kHz de 6 mJ.

#### **3.4.1.4.- Amplificador Regenerativo.**

En el amplificador regenerativo “Spitfire” se consigue una amplificación de la energía de los pulsos láser de femtosegundo procedentes del oscilador (Tsunami) de hasta seis órdenes de magnitud, manteniéndose prácticamente invariable la anchura temporal de los mismos. La amplificación tiene lugar cuando el pulso óptico que llega del oscilador (Tsunami) pasa a través del medio activo, que es también un cristal de Ti:Zafiro, y que es bombeado a su vez por los pulsos láser de 527 nm, a la frecuencia de 1 KHz procedentes del “Empower”.

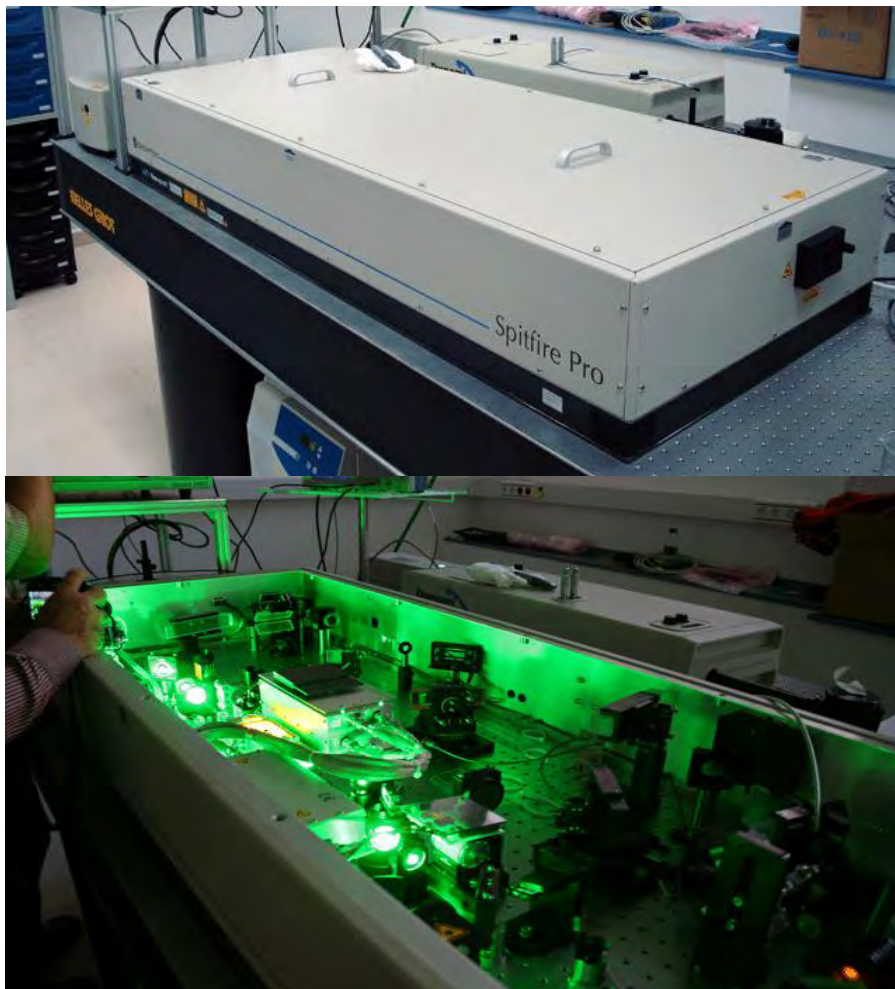


Fig. 3.5. Amplificador regenerativo “Spitfire”.

#### **3.4.1.5.- Amplificador Óptico Paramétrico (OPA).**

Un amplificador óptico paramétrico se basa en un principio diferente al de los láseres convencionales. La ganancia de un láser convencional procede de una inversión de

población entre diferentes estados, mientras que para un amplificador óptico paramétrico la ganancia procede de la conversión de frecuencia no lineal. Este tipo de proceso se origina por la interacción del campo electromagnético con los electrones enlazantes de un medio no lineal.

### 3.4.2.- Descripción del montaje experimental.

La figura 3.6 muestra una descripción gráfica del sistema láser de irradiación. Una vez desencapsulado y montado en una placa de circuito impreso, la placa se monta en un porta-muestras motorizado en los tres ejes de movimiento XYZ con una precisión de  $0,1 \mu\text{m}$  en su movimiento. El haz láser se focaliza mediante un objetivo de microscopio de larga distancia de trabajo y de 50X aumentos, apropiado para luz infrarroja, con el que se obtiene un diámetro de “spot” del orden de 1 a  $1,5 \mu\text{m}$  en función de la longitud de onda utilizada. Una cámara CCD permite observar el correcto emplazamiento del punto de disparo.

La salida eléctrica del circuito se conecta a un osciloscopio digital mediante una sonda de 8 pF y la captura de datos en el osciloscopio se dispara mediante una señal externa sincronizada con el pulso láser. La toma de datos y el control de todos la instrumentación se realiza mediante una aplicación específica programada en Labview y bajo los protocolos de comunicación GPIB o USB dependiendo del instrumento a controlar.

Toda la instrumentación que se ha utilizado viene descrita en la tabla 3.2 con sus características principales.

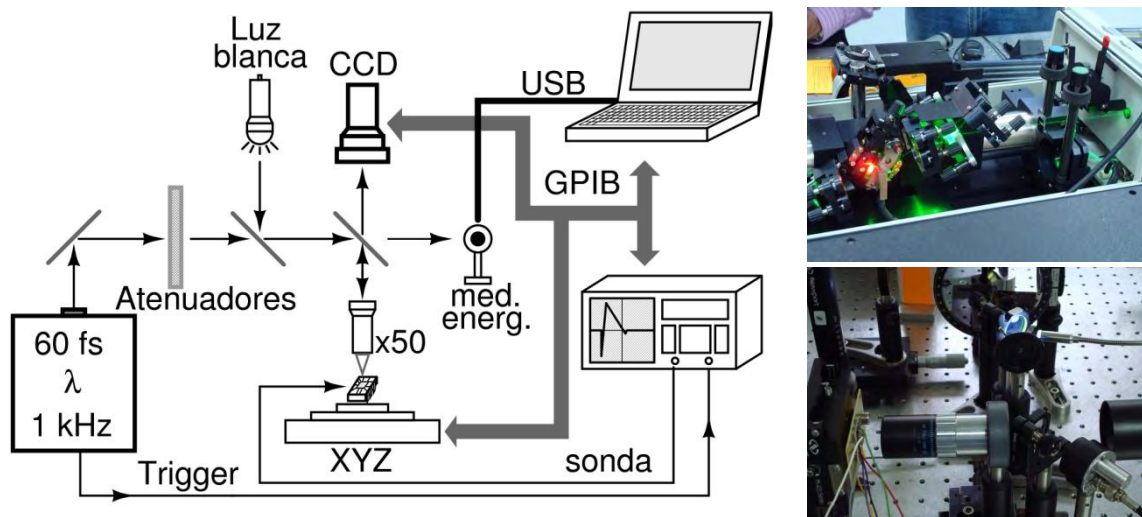


Fig. 3.6. Izda: Esquema del montaje experimental de ensayos definido en el CAI de Espectroscopia Multifotónica y de Femtosegundo de la UCM. Dcha: Imágenes reales del sistema.

Tabla 3.2. Características principales de la instrumentación integrada en el sistema de emulación de radiación espacial.

INSTRUMENTACIÓN	DESCRIPCIÓN	DISTRIBUIDOR	CARACTERÍSTICAS
<b>Osciloscopio</b>	Digital Phosphor Oscilloscopes TDS3052C	Tektronix	Ancho de Banda 500 Mhz. Buffer 10k puntos.
<b>Motores de Movimiento</b>	Precision Motorized Actuators LTA-HS	Newport	Resolución : 0.035 $\mu\text{m}$ Incremento Mínimo: 0.1 $\mu\text{m}$ Repetitividad unidireccional: 0.5 $\mu\text{m}$ , bidireccional: 2 $\mu\text{m}$
<b>Controlador Motores</b>	3 Axis Motion Controller/Driver ESP300	Newport	Procesador DSP de 32 bits para control sincronizado de alta precisión.
<b>Objetivo Microscopio</b>	Mitutoyo M Plan APO NIR 50X Infinity Corrected	Edmun Optics	Distancia de Trabajo: 17 mm (Larga distancia de trabajo)
<b>Detector Energía</b>	Power Detector 918D-IR	Newport	Rango Espectral: 0.78-1.8 $\mu\text{m}$
<b>Medidor Energía</b>	1918-C	Newport	Potencia: 11pW-20kW
<b>Detector Energía</b>	ET-3040	Electro-Optics Technology (EOT)	Fotodiodo PIN de InGaAs para infrarrojo.
<b>Cámara CCD</b>	Sony XC-ST50	RS	Optimizada para visible e infrarrojo.
<b>Atenuadores</b>	NDC-100S-4M NDC-25C-2	Thorlabs	Filtro de 8 pasos de transmisión variable y continua.

### 3.4.3.- Ordenador Personal, protocolos de comunicación y sincronización del barrido.

Todo el sistema está controlado por un ordenador personal bajo el sistema operativo Vista en el que se ejecuta un programa de control desarrollado en LABVIEW, que es un lenguaje de programación gráfico desarrollado por "National Instruments" en 1976 y que actualmente es el software de control de instrumentación más ampliamente utilizado en la industria y laboratorios de investigación.

La figura 3.7 muestra la interfaz de usuario de una versión de este programa. Esta pantalla está formada por tres módulos principales de configuración: A, B, C y un gráfico de forma de onda en el que se visualiza en línea la salida del dispositivo analógico a caracterizar.

En el módulo A se selecciona el puerto de entrada al ordenador personal y la ruta del archivo donde se almacenan los datos provenientes del osciloscopio para su posterior tratamiento y análisis. En el módulo B se seleccionan los parámetros de configuración del osciloscopio así como el disparo para el inicio de la captura de datos. En el módulo C, en función del dimensionado del dispositivo a irradiar, se configura el número de disparos y la distancia entre los mismos para realizar el barrido del área seleccionada.

Así, con la configuración que aparece en el ejemplo (Fig. 3.7), obtendríamos una superficie de barrido de  $700 \times 600 \mu\text{m}^2$ , lo que le corresponde a un total de 4200 posiciones de disparo. Por tanto se obtendrían 4200 formas de onda de 10.000 datos



cada una. Como se observa, la cantidad de datos almacenada es muy grande, los archivos de salida ocupan aproximadamente 1GB de memoria, y el tratamiento de los mismos debe ser realizado de una forma rápida y eficiente.

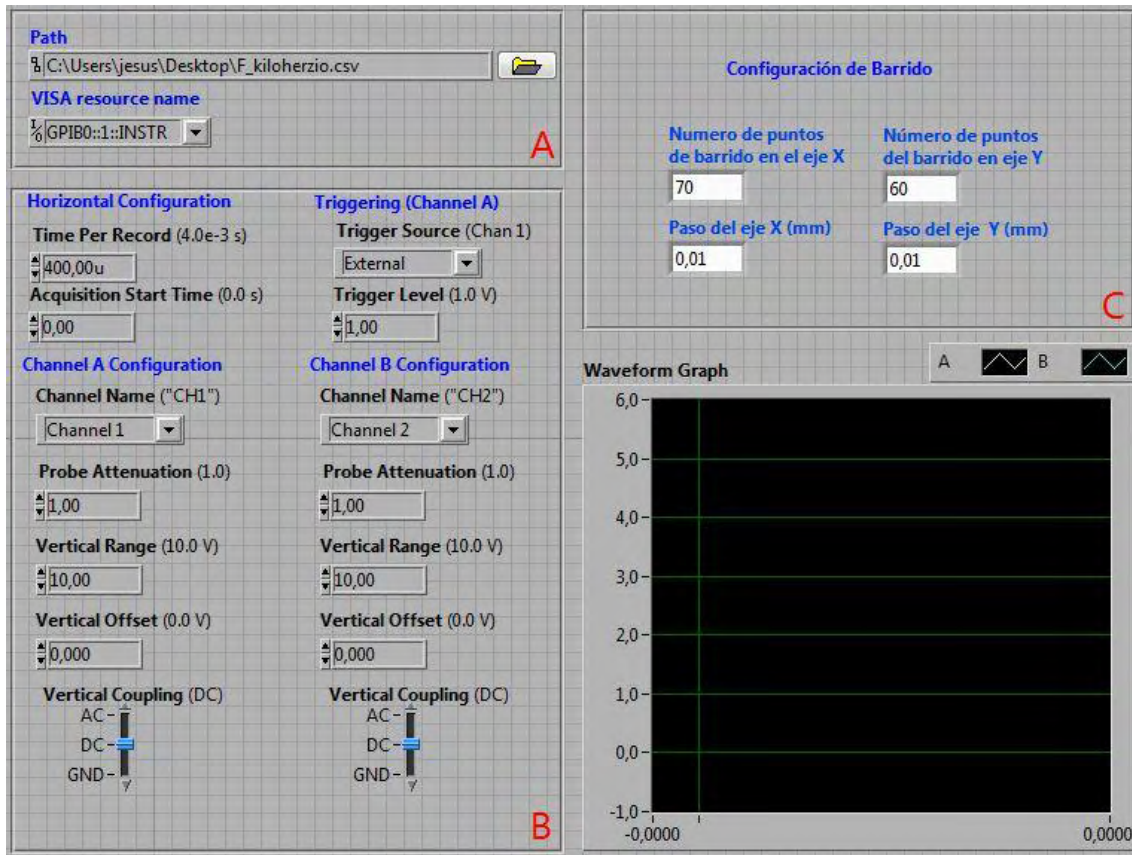


Fig. 3.7. Interfaz del programa de control durante el proceso de caracterización de componentes en línea. Esta experiencia se utilizó para dispositivos analógicos.

Este programa gobierna a todos los componentes mencionados anteriormente a través de una tarjeta GPIB basada en el protocolo IEEE-488.2, que permite la transmisión de mensajes entre componentes de una forma efectiva y rápida. Para realizar el barrido completo, el dispositivo se monta en un porta-muestras motorizado en los tres ejes cuyo movimiento también se programa y sincroniza en Labview.

Si bien la posición del foco del haz queda fijada para cada barrido, ya sea en la superficie o en el interior del dispositivo, el barrido completo de toda la superficie se realiza siguiendo el diagrama de estados reflejado en la figura 3.8.

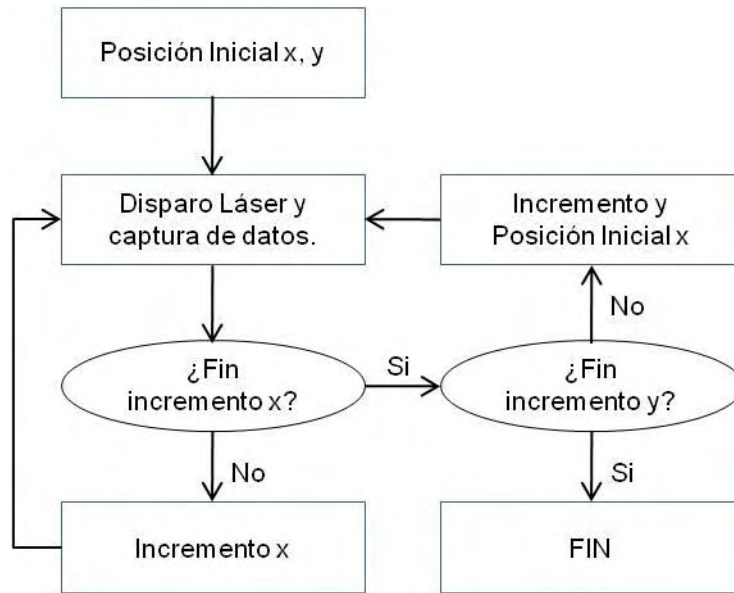


Fig. 3.8. Diagrama de estados programado en Labview para realizar el proceso de barrido del dispositivo completo.

La duración de la caracterización completa del dispositivo es función de las dimensiones del barrido. El posicionado y captura de datos en cada punto de disparo dura en torno a 1.5 s. A éste tiempo hay que añadirle lo que tarda en posicionarse en la nueva coordenada y, cuando ya se ha realizado un barrido completo en la coordenada x. Esta duración es dependiente del número de disparos en la coordenada x y se estima en torno a unos 2 s ya que el programa también introduce intervalos de espera para que no se solapen las órdenes. Por tanto, la estimación de la duración de la medida sería de 1 hora y 50 minutos aproximadamente.

A modo de ilustración, en la figura 3.9, se puede observar uno de los puntos de disparo sobre el circuito integrado. La imagen corresponde a la captura de imagen que se obtiene a través de la cámara CCD para infrarrojo. El circuito integrado se observa debido a que la muestra está también iluminada mediante luz blanca a través del objetivo de microscopio. Como se observa, la luz blanca entra de forma perpendicular a la muestra, en otro caso, la imagen la obtendríamos distorsionada.

La frecuencia de los pulsos láser es sintonizable desde 20 Hz a 1Khz. Además, también se puede configurar el láser para lanzar un sólo pulso mediante una señal de control exterior. La simultaneidad de experimentos en el CAI impone una frecuencia de trabajo del láser a 1kHz. Esta frecuencia implica que en cada punto de disparo inciden unos mil pulsos de energía por segundo.

En principio, esta frecuencia de trabajo podría haber supuesto un serio problema ya que, para establecer la equivalencia ión-parámetros láser, debemos asegurar que la respuesta del dispositivo viene asociada a la acción de un único pulso. Este problema, que inicialmente pudo plantearse teóricamente, quedó totalmente resuelto cuando observamos los primeros transitorios en la salida del dispositivo producidos por la acción del láser. Se observó que la duración del transitorio era del orden de 10-100

microsegundos y por tanto, no aparecía solapamiento de pulsos en las trazas de datos almacenadas. A modo de ejemplo, en la figura 3.10 se observan algunos de los transitorios producidos.

Por tanto, la sincronización de la captura de datos con la señal de "trigger" proveniente del láser, también a 1kHz, sirve para sincronizar la captura de datos y los transitorios sin solapamiento de pulsos en las formas de onda.



Fig. 3.9. Imagen capturada por la cámara CCD en uno de los puntos de disparo láser en la superficie del circuito integrado.

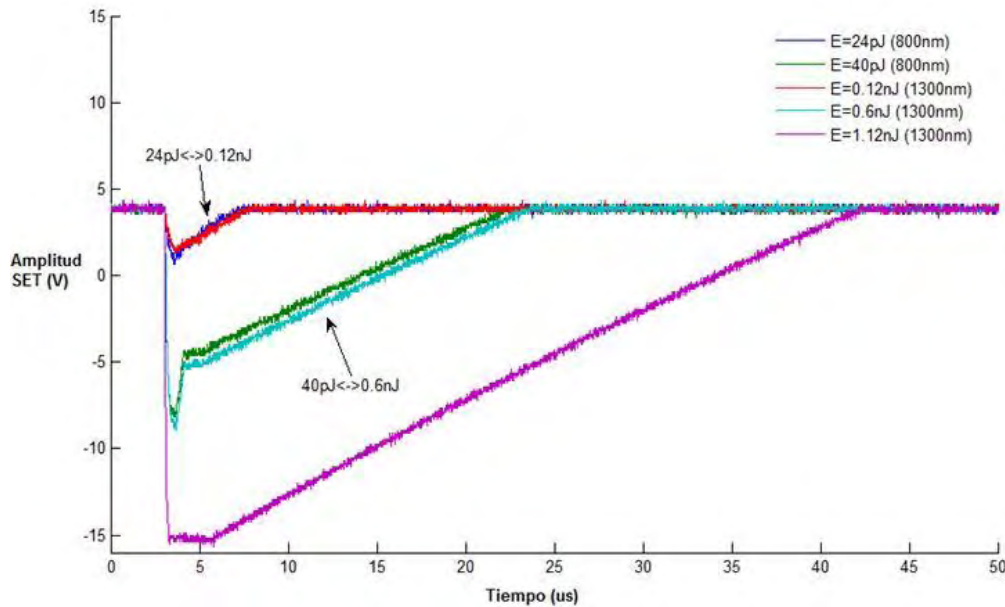


Fig. 3.10. Ejemplo de transitorios obtenidos mediante la técnica SPA y TPA a diferentes energías de pulso y a una frecuencia de pulsos de 1kHz. Dispositivo LM124.

### 3.5.- DESENCAPSULADO DE DISPOSITIVOS.

El proceso de emulación de impacto de iones mediante irradiación láser impone un desencapsulado eficaz del dispositivo, que no siempre es fácil de conseguir.

El término “desencapsulado” se utiliza indistintamente tanto para dispositivos encapsulados herméticamente como para dispositivos encapsulados en polímero. La desencapsulación es el procedimiento de eliminación de la tapa o del material encapsulador mediante procedimientos mecánicos, térmicos o químicos. La apertura del dispositivo expone el circuito integrado con el propósito de su análisis posterior. Las técnicas deben ser compatibles con los diferentes empaquetados a fin de minimizar la introducción de sustancias extrañas o daños en el dispositivo.

Las técnicas de desencapsulado dependen del encapsulado o empaquetado del circuito integrado y el usuario debe escoger la solución adecuada. Algunas de éstas técnicas son tan simples como la idea de utilizar un cascanueces y otras son más complicadas ya que hay que trabajar con ácidos tóxicos y corrosivos. Dado que en este proyecto sólo hemos trabajado con empaquetado cerámico o plástico, a continuación, se explican y desarrollan las técnicas utilizadas para estos dos tipos de encapsulado.

Normalmente en los procesos de desencapsulado se alcanza un bajo porcentaje de supervivencia del integrado, siendo menor cuando el desencapsulado se realiza por la parte superior del dispositivo ya que normalmente es dónde se sitúan los micro-contactos eléctricos.

#### 3.5.1.- Empaquetado Cerdip.

Un dispositivo de empaquetado CERDIP (*CERamic Dual In-line Package*) consiste en una capa de vidrio intermedia que sella la base y la tapa de un material cerámico quedando las patillas metálicas embebidas en el vidrio una vez calentado. Antes de colocar la tapa se coloca el chip y se realizan los contactos metálicos. Finalmente se coloca la tapa superior y queda sellada a la base calentando el dispositivo a unos 400°C. La figura 3.11 muestra una sección transversal de esta estructura.

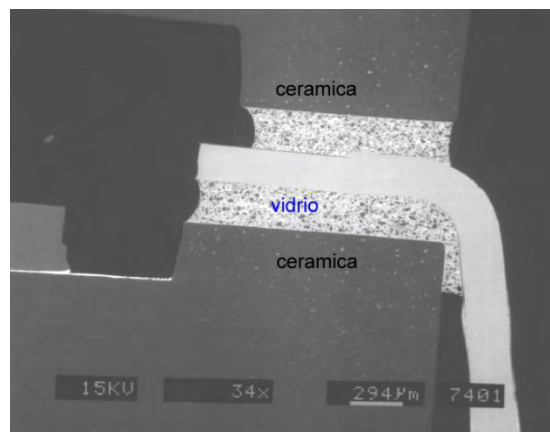


Fig. 3.11. Imagen SEM que muestra la sección transversal de un circuito integrado de empaquetado CERDIP. Cortesía de Analytical Solutions.



La técnica para desencapsular este empaquetado es la rotura de la tapa superior mediante presión (Fig. 3.12). Normalmente, y aunque existen herramientas comerciales específicas para realizar la desencapsulación, se utiliza un tornillo de banco para ejercer la presión de tal forma que la tapa salte y deje al descubierto el habitáculo del chip. Este método en ocasiones no es efectivo si la presión no se ejerce en el sitio adecuado ya que puede levantarse la tapa arrastrando con ella las patillas eléctricas y dejando inoperativo el dispositivo electrónico. No obstante, en nuestro caso, la desencapsulación que hemos realizado ha dado resultados positivos.



Fig. 3.12. Dispositivo LM124 CERDIP desencapsulado por la parte superior del dispositivo. La tapa se ha extraído y ha quedado al descubierto el circuito integrado. Se observan claramente los micro-contacts que van desde el chip hasta las patillas exteriores.

### 3.5.2.- Empaquetado Plástico.

La técnica más efectiva para desencapsular empaquetados plásticos de polímero es mediante ataque químico. Existen máquinas comerciales para realizar este tipo de desencapsulado pero también se pueden utilizar técnicas manuales. Antes del ataque químico es conveniente pulir parte del plástico mecánicamente para acelerar el proceso. Así, mediante una fresa se realiza una cubeta en el encapsulado plástico donde posteriormente se depositará el ácido gota a gota. Para el tipo de polímero que se utiliza típicamente en los encapsulados comerciales el ácido adecuado para realizar el cometido es el ácido nítrico rojo a una temperatura de unos 75-80°C.

Debido a que este ácido ataca al polímero y al metal, el desencapsulado por la parte superior del chip es mucho más destructivo ya que el ácido ataca igualmente a los contactos metálicos, las patillas e incluso a las pistas del circuito integrado. Por tanto, este tipo de desencapsulado es mucho menos destructivo y efectivo si se realiza por la parte inferior del chip. En este caso, el circuito integrado queda totalmente operativo y visible por su parte trasera quedando preparado para irradiarlo con láser (Fig. 3.13).

Antes de realizar este tipo de ataque es conveniente realizar una imagen de rayos X para conocer la posición del chip dentro del encapsulado y realizar el ataque químico en el sitio adecuado (Fig. 3.14).



Fig. 3.13. Dispositivo LM324 plástico desencapsulado por la parte inferior del dispositivo. La cubeta se ha realizado mediante pulido mecánico. La superficie inferior del circuito integrado ha quedado intacta y al descubierto después del ataque químico.

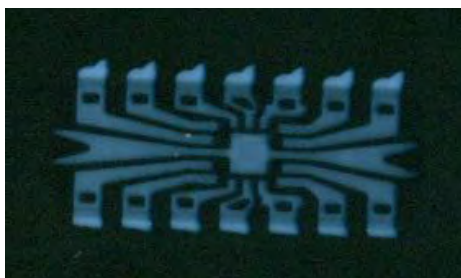


Fig. 3.14. Imagen de Rayos X del interior del dispositivo LM324 de encapsulado plástico. Las dimensiones del circuito integrado son de 1,49x1,45mm. Imagen obtenida gracias la colaboración del CIEMAT.

### 3.6.- CONCLUSION.

El sistema láser de emulación de entorno espacial ha sido implementado con éxito en el Centro de Asistencia a la Investigación de Espectroscopía Multifotónica y Láser de femtosegundo de la Universidad Complutense de Madrid. Por tanto, la utilización del sistema láser de reproducción de entorno espacial para el análisis de comportamiento de dispositivos electrónicos es la continuación natural de esta línea de investigación. Así, la tarea siguiente es la evaluación del modelo teórico de irradiación mediante la producción de efectos causados por la radiación cósmica ionizante en diferentes dispositivos analógicos. En el capítulo IV se expondrá la metodología de los ensayos realizados y los resultados experimentales obtenidos.



## CAPÍTULO IV

### IRRADIACIÓN DE DISPOSITIVOS Y RESULTADOS EXPERIMENTALES.

#### 4.1.- INTRODUCCIÓN.

Desarrollado el modelo teórico de emulación de impacto de iones sobre dispositivos electrónicos e implementado el sistema láser de emulación de entorno espacial experimental, la tarea siguiente es evaluar la calidad del sistema y el modelo teórico de emulación mediante la irradiación de diferentes dispositivos electrónicos y con la utilización de diferentes longitudes de onda.

Dentro de los efectos SEE en dispositivos lineales, los ASET (“Analog Single Event Transient”) en amplificadores operacionales y comparadores de tensión son los más conocidos y más fáciles de detectar y caracterizar. Al tratarse de dispositivos analógicos, la irradiación láser en cada punto de disparo producirá, o no, un transitorio de cierta amplitud y duración en el nivel de referencia de salida del dispositivo, al igual que ocurre frente a ensayos de estos mismos dispositivos en aceleradores de partículas.

A modo de ejemplo, en la figura 4.1 se presenta la forma característica de estos transitorios bajo radiación de iones (triángulos) y bajo radiación láser (círculos), para el dispositivo LM124 configurado como seguidor de tensión.

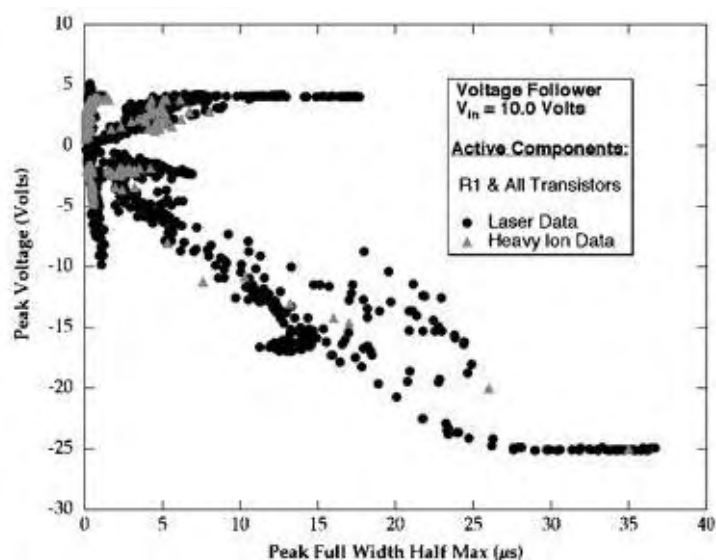


Fig. 4.1. Tensión de pico frente a duración a mitad del máximo de diferentes SETs obtenidos en el LM124 para irradiación láser y de iones [BU04c].

Tanto el comportamiento bajo radiación de iones del amplificador operacional LM124 [MO04, BO04, BO02, BU04a, BUC04, ST02, PO01b, PE02, MO05] como del comparador de tensión LM111 [LA02, BU04a, PO02, BU02] vienen recogidos

ampliamente en la literatura. Es por ello por lo que estos son los dispositivos elegidos para la irradiación.

En la tabla 4.1 se resumen todas las irradiaciones realizadas en el sistema láser de emulación de entorno espacial indicando los diferentes dispositivos irradiados y las diferentes condiciones de irradiación en función de los objetivos a cumplir. El orden de las irradiaciones también corresponde con el orden cronológico realizado durante el trabajo de investigación. Así, en la exposición de los resultados se expondrán las motivaciones y objetivos marcados a la hora de su realización.

**Tabla 4.1. Resumen cronológico de los diferentes experimentos realizados.**

Dispositivo	Modelo de absorción	Longitud de onda	Tipo de irradiación láser	Encapsulado	Objetivos
LM124	SPA	400 nm	Delantera (*)	Cerámico	Verificación del modelo teórico de emulación.
LM124	SPA	800 nm	Delantera	Cerámico	Verificación del modelo teórico de emulación.
LM124	SPA	800 nm	Delantera	Cerámico	Mapas de sensibilidad equivalentes a entorno espacial.
LM124	TPA	1300 nm	Delantera	Cerámico	Verificación del modelo teórico de emulación.
LM324	TPA	1300 nm	Trasera (**)	Plástico	Verificación del modelo teórico de emulación.
LM111	SPA	800 nm	Delantera	Cerámico	Mapas de sensibilidad equivalentes a entorno espacial.
LM111	TPA	1300 nm	Delantera	Cerámico	Mapas de sensibilidad equivalentes a entorno espacial.
LM311	TPA	1300 nm	Trasera	Plástico	Mapas de sensibilidad equivalentes a entorno espacial
LM311	TPA	1300 nm	Trasera	Plástico	Investigación coeficiente de absorción no lineal

(\*) Irradiación delantera o "frontside". El pulso láser incide por la cara superior del chip.

(\*\*) Irradiación trasera o "backside". El pulso láser incide por la cara posterior del chip.



## 4.2.- IRRADIACIÓN AMPLIFICADOR OPERACIONAL LM124/LM324.

### 4.2.1.- Preparación y configuración electrónica de los dispositivos bajo test.

Los dispositivos que van a ser irradiados requieren un desencapsulado previo del chip. El desencapsulado por la parte posterior de un encapsulado cerámico no se puede realizar manteniendo su operatividad. Así mismo, el desencapsulado por la parte superior de un encapsulado plástico tampoco permite su operatividad posterior. En la mayoría de los casos, los contactos metálicos quedan destruidos. Así, el tipo de irradiación: delantera o trasera, el desencapsulado correspondiente y la disponibilidad de los dispositivos en el mercado obligan a utilizar dispositivos LM124/324 procedentes de diferentes fabricantes.

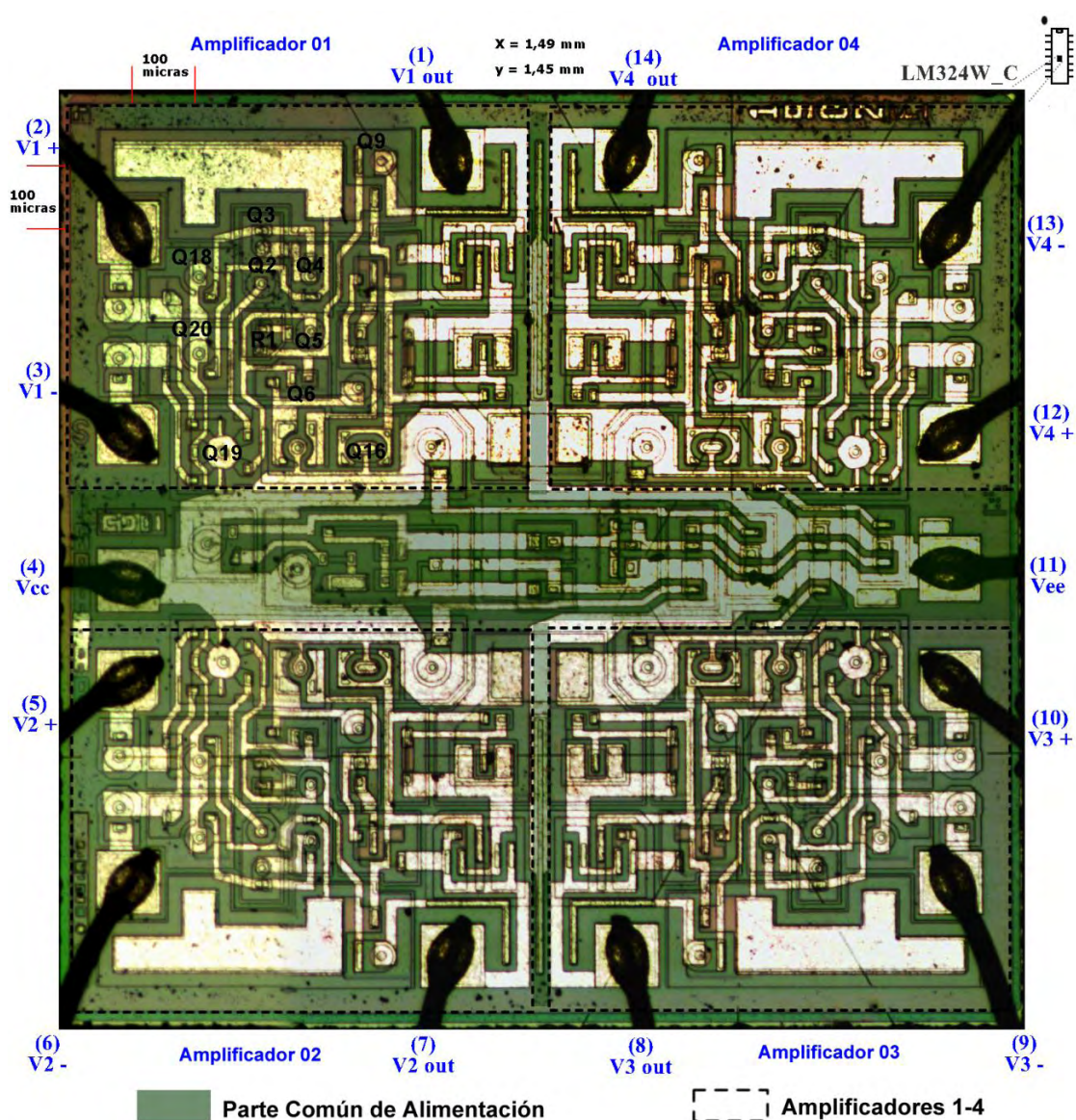


Fig. 4.2. Microfotografía completa del Circuito Integrado LM124W de *National Semiconductor*. Cada integrado contiene 4 amplificadores y una parte común de polarización. Aparecen señalados algunos de los transistores identificados a través del esquemático del circuito (Fig. 4.5)

### LM124-Cerámico Amplificador 1

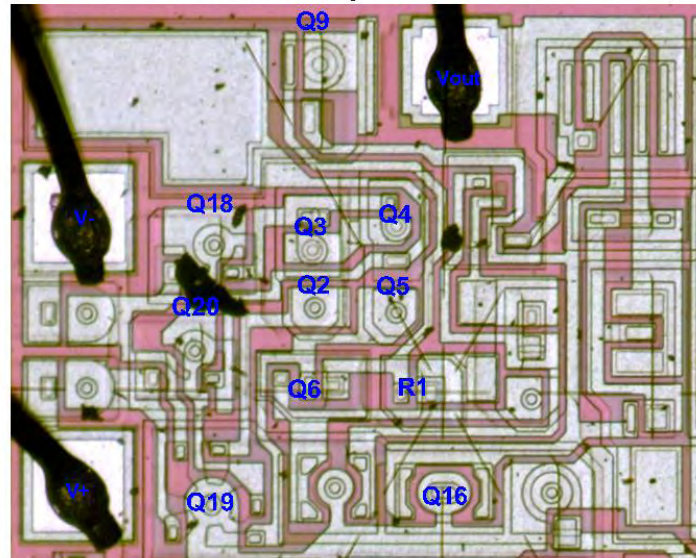


Fig. 4.3. Microfotografía correspondiente a uno de los amplificadores irradiados del LM124 de *Texas Instruments* de encapsulado cerámico para irradiación "Frontside". Transistores identificados a través del esquemático del circuito (Fig. 4.5)

### LM324-Plástico Amplificador 1

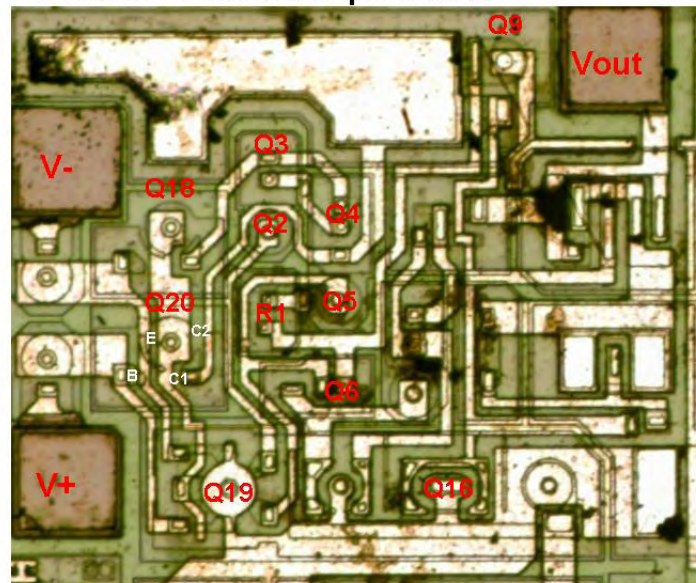


Fig. 4.4. Microfotografía correspondiente a uno de los amplificadores irradiados del LM324 de *National Semiconductor* de encapsulado plástico para irradiación "Backside". Transistores identificados a través del esquemático del circuito (Fig. 4.5). También identificados el emisor (E), la base (B) y los colectores (C1, C2) del transistor Q20.

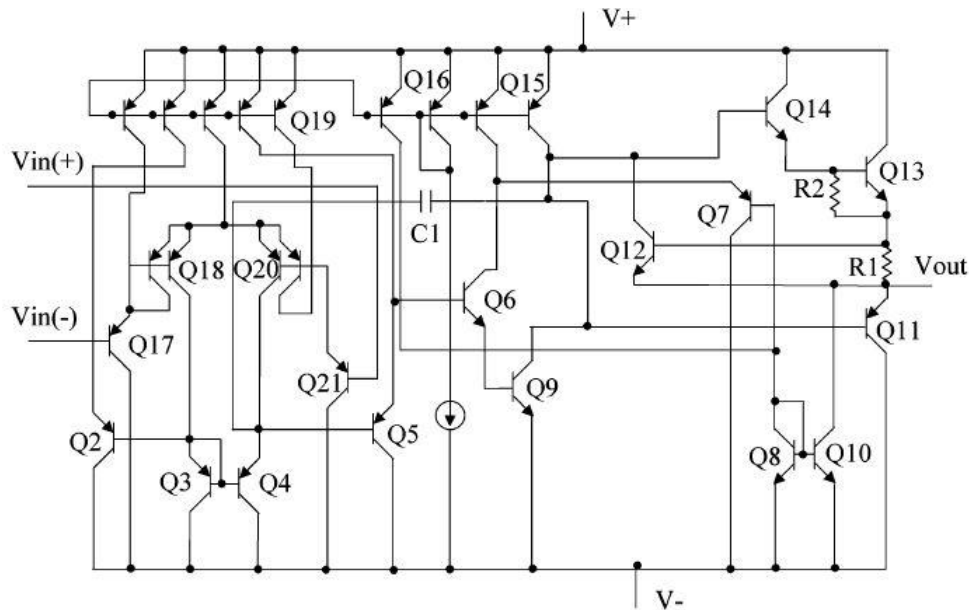


Fig. 4.5. Diagrama esquemático del circuito amplificador LM124. Nótese que Q19 tiene 5 colectores o Q15,Q16,Q18 y Q20 tienen 2 colectores cada uno [BU04c].

Los dispositivos irradiados por la parte delantera son el amplificador operacional LM124W de *National Semiconductor* [HTTP-LM124W] y el LM124 de *Texas Instruments* [HTTP-LM124], ambos de encapsulado cerámico. Para la irradiación trasera se desencapsula mediante procedimiento químico el amplificador operacional de LM324 de *National Semiconductor* de encapsulado plástico [HTTP-LM324]. Los dispositivos desencapsulados y preparados para la irradiación se pueden ver en las figuras 3.12 y 3.13.

Cada circuito integrado de 4 amplificadores operacionales dispuestos en el mismo chip (Fig. 4.2). Cada cuadrante corresponde a un amplificador operacional y se irradia sólo la superficie que cubre cada uno de ellos. Cabe destacar que aunque son dispositivos con diferente dimensionado, el diseño de los integrados es muy similar tal y como muestran las microfotografías realizadas de los mismos (Fig. 4.2-4.4).

Todos los amplificadores operacionales son polarizados a  $V_{CC}=+15V$ ,  $V_{EE}=-15V$  y configurados como seguidores de tensión con una entrada constante de  $V_{in}=3.7 V$  (Fig. 4.6). Su salida, por tanto, también es de 3.7 V cuando no hay presencia de transitorio o ASET.

Así, cada vez que ocurra un ASET se presentará una variación en el nivel de salida proporcional a la carga depositada por el haz láser. Además, la configuración que hemos elegido nos permite comparar nuestros resultados experimentales con la mayoría de resultados que aparecen en la literatura [BO02-BU04a].



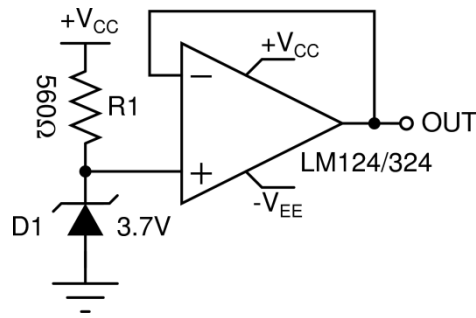
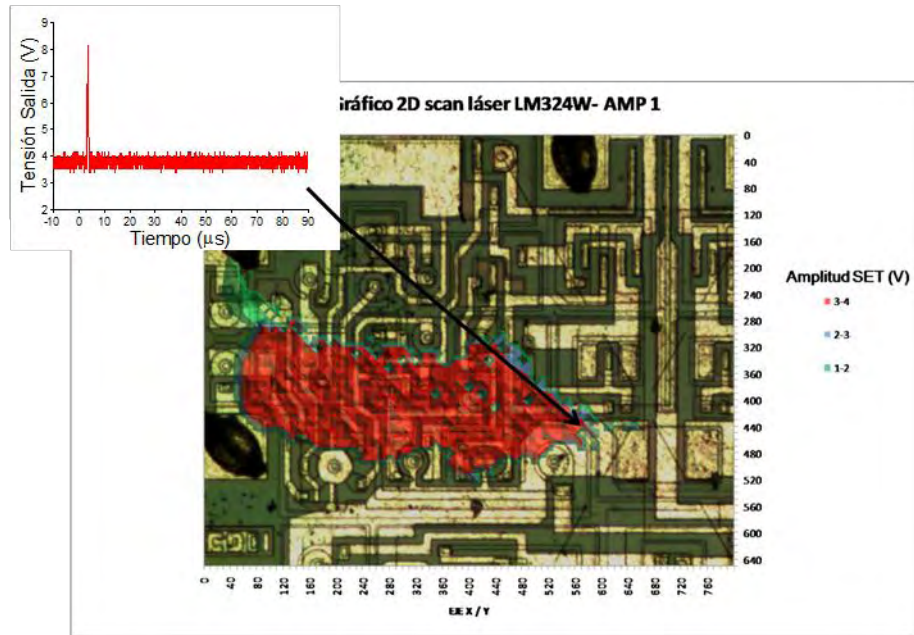


Fig. 4.6. Configuración electrónica del amplificador LM124/324 como seguidor de tensión.  
 $V_{CC}=+15V$ ,  $V_{EE}=-15V$ ,  $V_{out}=3.7V$ .

#### 4.2.2.- Irradiación mediante SPA (400 nm y 800 nm) por la parte superior del circuito integrado.

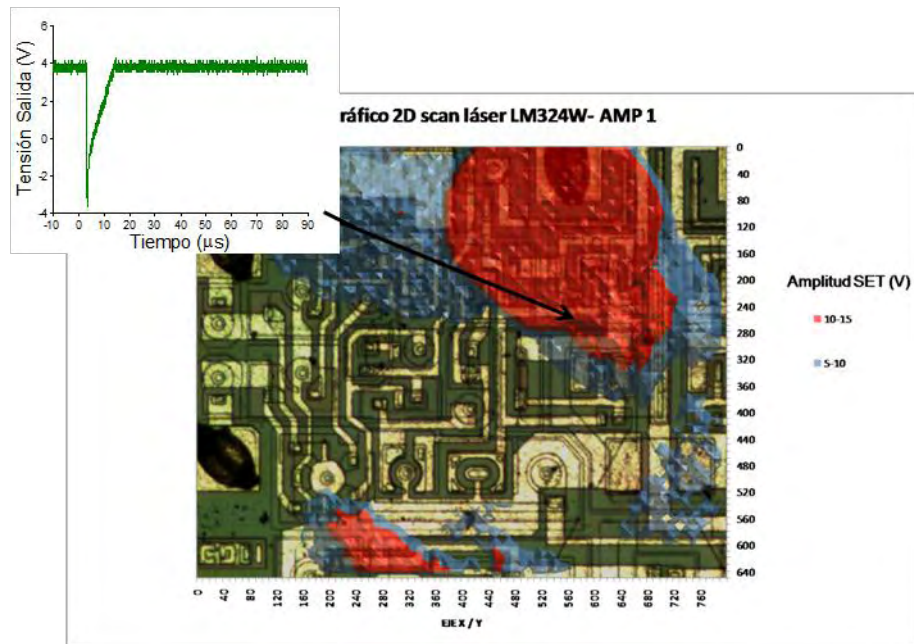
Con la utilización de 400 nm y 800 nm por la parte superior del circuito integrado buscamos realizar una comparativa entre dos longitudes de onda que responden a mecanismos de absorción lineal en silicio. El objetivo será estudiar los niveles de energía por pulso necesarios para conseguir transitorios a la salida del dispositivo y observar cómo afecta a la aparición de transitorios las diferentes profundidades de penetración de ambas longitudes de onda. Así, podremos evaluar la calidad del modelo teórico que predice una energía por pulso del orden de picojulios a nanojulios y una variación de la profundidad de penetración del láser en el interior del semiconductor en función de la longitud de onda de utilización (tabla 2.6).

Los barridos realizados sobre los amplificadores arrojan los primeros resultados importantes. El sistema láser de emulación de entorno espacial es capaz de reproducir desde un punto de vista experimental los transitorios “indeseados”. Como una primera aproximación se representan los diferentes tipos de transitorios producidos con 800 nm, energía por pulso de 35 nJ, anchura del haz de 1  $\mu m$  y duración del pulso de 80 fs. Una vez realizado un barrido completo de todo el amplificador, con un paso del punto de incidencia del láser de 10  $\mu m$  tanto en el eje X como en el eje Y, se representan los transitorios obtenidos mediante un mapa de sensibilidad completo. Éstos son: transitorios positivos (Fig. 4.7), transitorios negativos (Fig. 4.8) y transitorios bipolares (Fig. 4.9).



Transitorios POSITIVOS – 800nm

Fig. 4.7. Mapa de sensibilidad 2D de transitorios positivos para  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $E_p = 35 \text{ nJ}$ ,  $2w_0 = 1 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .  
A la izquierda se indica el tipo de transitorios encontrados en la zona.



Transitorios NEGATIVOS – 800nm

Fig. 4.8. Mapa de sensibilidad 2D de transitorios negativos para  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $E_p = 35 \text{ nJ}$ ,  $2w_0 = 1 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .  
A la izquierda se indica el tipo de transitorios encontrados en la zona.

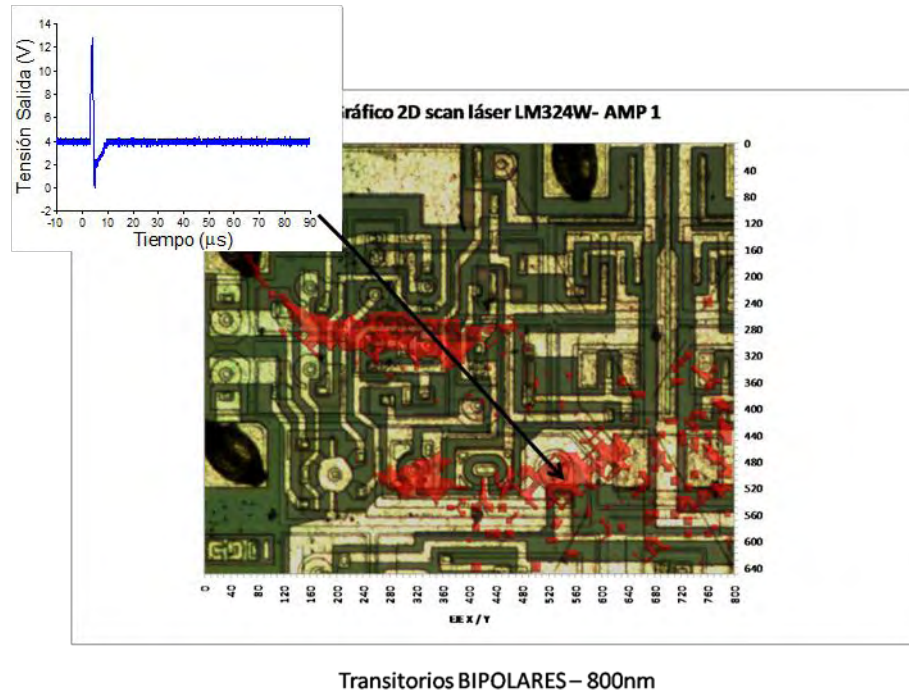


Fig. 4.9. Mapa de sensibilidad 2D de transitorios bipolares para  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $E_p = 35 \text{ nJ}$ ,  $2w_0 = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .  
A la izquierda se indica el tipo de transitorios encontrados en la zona.

A continuación irradiamos la misma área con una longitud de onda de 400 nm y con los mismos parámetros del láser configurados para 800 nm. Los resultados se muestran en las figuras 4.10, 4.11 y 4.12.

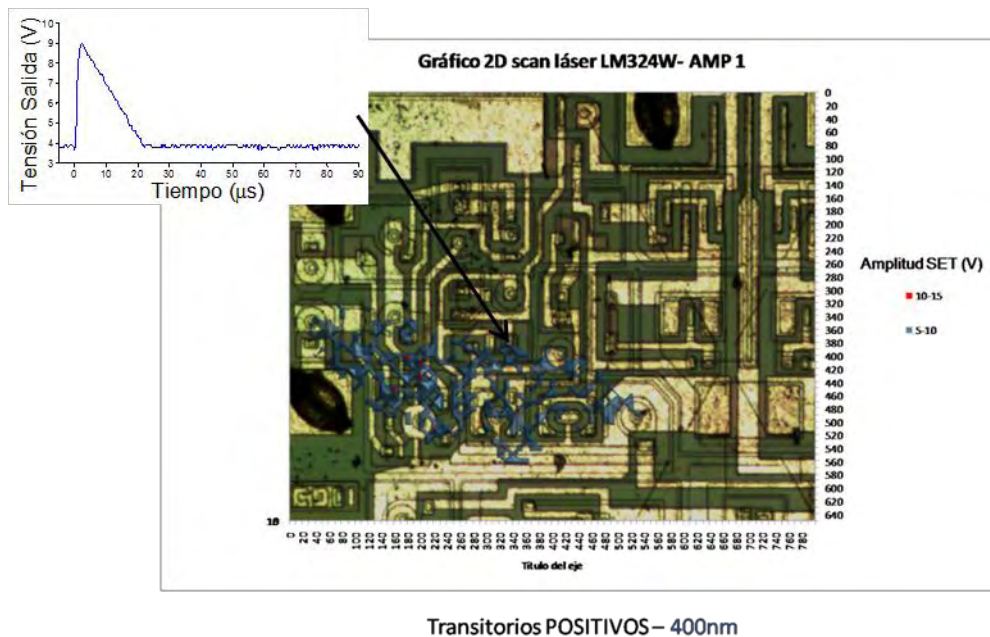


Fig. 4.10. Mapa de sensibilidad 2D de transitorios negativos para  $\lambda = 400 \text{ nm}$ ,  $E_p = 35 \text{ nJ}$ ,  $2w_0 = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .  
A la izquierda se indica el tipo de transitorios encontrados en la zona.

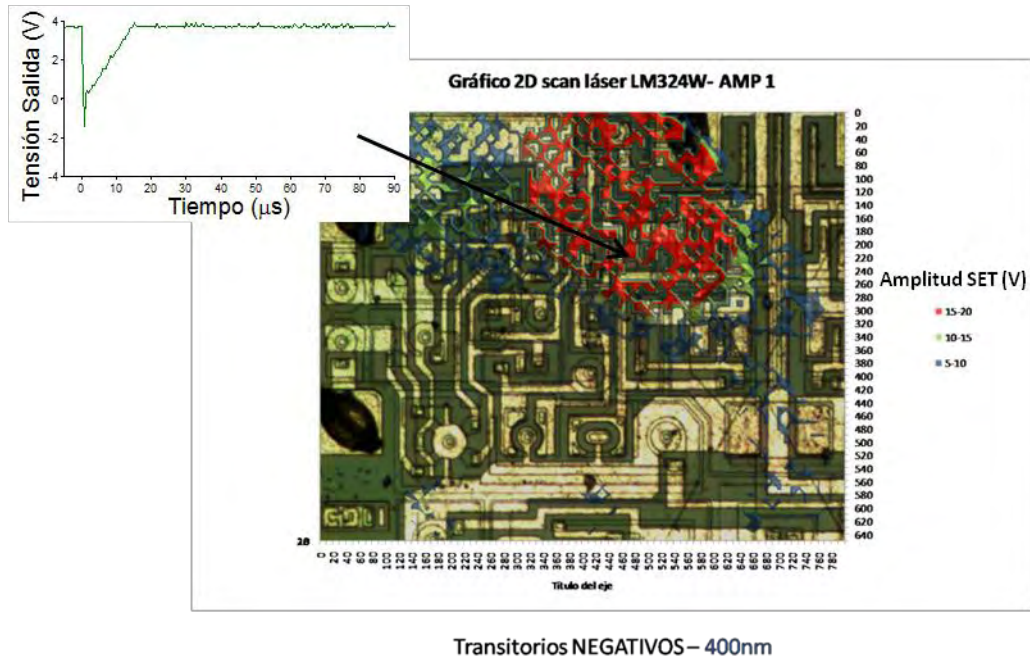


Fig. 4.11. Mapa de sensibilidad 2D de transitorios negativos para  $\lambda = 400 \text{ nm}$ ,  $E_p = 35 \text{ nJ}$ ,  $2w_0 = 1 \text{ μm}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .  
A la izquierda se indica el tipo de transitorios encontrados en la zona.

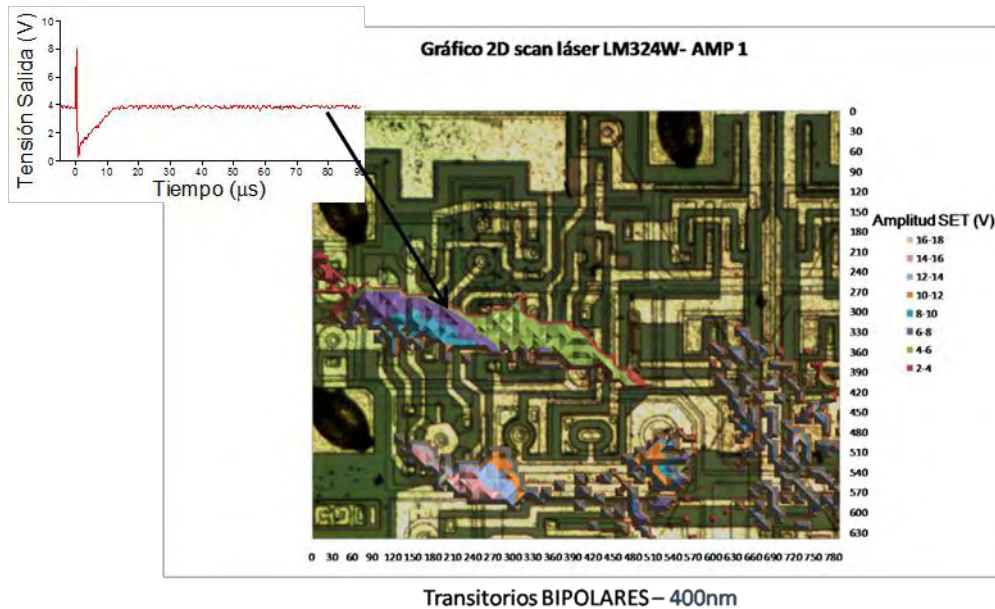


Fig. 4.12. Mapa de sensibilidad 2D de transitorios bipolares  $\lambda = 400 \text{ nm}$ ,  $E_p = 35 \text{ nJ}$ ,  $2w_0 = 1 \text{ μm}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .  
A la izquierda se indica el tipo de transitorios encontrados en la zona



Los resultados de las primeras irradiaciones ponen de manifiesto el comportamiento descrito en el modelo teórico de emulación respecto a la profundidad de penetración del haz láser. Comparando las zonas donde aparecen transitorios con ambas longitudes de onda: transitorios positivos (Fig. 4.7 y 4.10), transitorios negativos (Fig. 4.8 y 4.11) y transitorios bipolares (Fig. 4.9 y 4.12), con 400 nm aparecen áreas discontinuas reduciendo los puntos donde aparece transitorio. Dado que se utiliza la misma energía por pulso para las dos longitudes de onda, la comparación pone de manifiesto que para 400 nm algunas zonas sensibles no son detectadas porque su profundidad de penetración es menor.

Otra forma común de presentar los transitorios es mediante una gráfica de tensión de máxima del transitorio frente a su duración a mitad del máximo ("Full Width at Half Maximum" o "FWHM"). Representando de ésta manera los transitorios obtenidos para las primeras irradiaciones (Fig. 4.13 y Fig. 4.14) se obtienen unos resultados muy similares, en una primera aproximación, a los que aparecen en la literatura (Fig. 4.1).

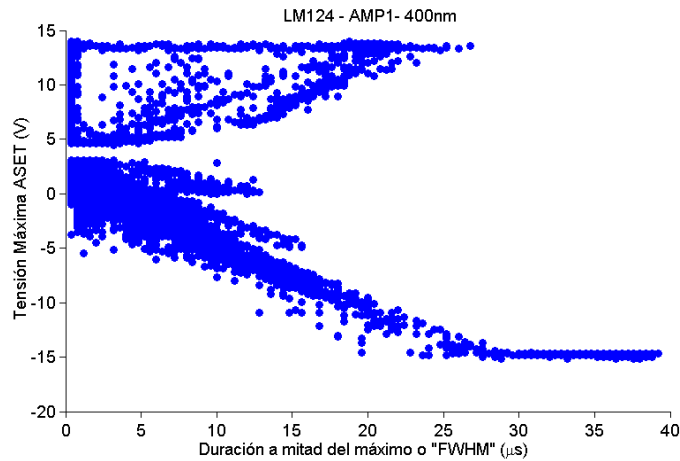


Fig. 4.13. Tensión de pico y duración a mitad del máximo ("FWHM") de los ASETs producidos en el LM124W configurado como seguidor de tensión:  $V_{IN} = 3.7 \text{ V}$ ,  $V_{CC} = +15 \text{ V}$ ,  $V_{EE} = -15 \text{ V}$ , para una irradiación láser de  $\lambda = 400 \text{ nm}$ ,  $E_p = 35 \text{ nJ}$ ,  $2w_0 = 1 \text{ μm}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .

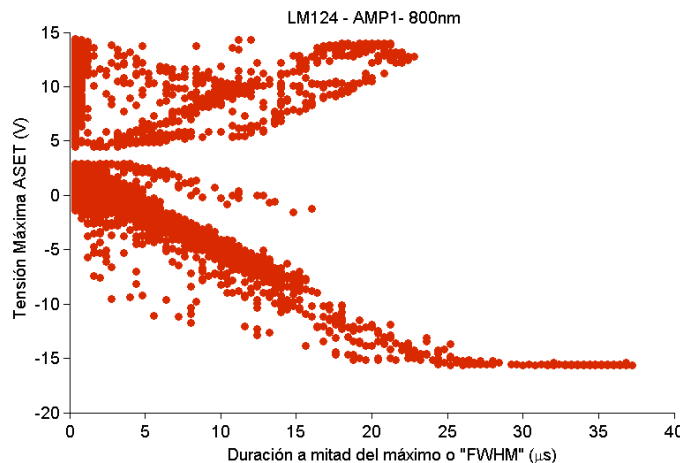


Fig. 4.14. Tensión de pico y duración a mitad del máximo ("FWHM") de los ASETs producidos en el LM124W configurado como seguidor de tensión:  $V_{IN} = 3.7 \text{ V}$ ,  $V_{CC} = +15 \text{ V}$ ,  $V_{EE} = -15 \text{ V}$ , para una irradiación láser de  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $E_p = 35 \text{ nJ}$ ,  $2w_0 = 1 \text{ μm}$ ,  $t_p = 80 \text{ fs}$ .

Comparando la figura 4.1 con los transitorios obtenidos mediante nuestro trabajo experimental, Fig. 4.13 y 4.14, se pone de manifiesto que existe un sobredimensionado de los parámetros del láser. Analizando la forma de los transitorios respecto a su nivel de amplitud, se observa que los transitorios producidos por irradiación Láser aparecen muchos de ellos saturados a los niveles de polarización, sin embargo, los transitorios producidos por impacto de iones no lo están en la mayoría de los casos.

La energía del pulso utilizada, que es de 35 nJ, es elevada respecto a la energía estimada por el modelo teórico, del orden de picoJulios o unos pocos nanojulios. Así, comprobamos cómo variaba el tamaño de los transitorios en función de la energía del pulso.

La ilustración del comportamiento del transitorio respecto a la variación de la energía por pulso en un mismo punto de disparo, para amplificador operacional LM124 y para una longitud de onda de 800 nm, se muestra en la figura 4.15

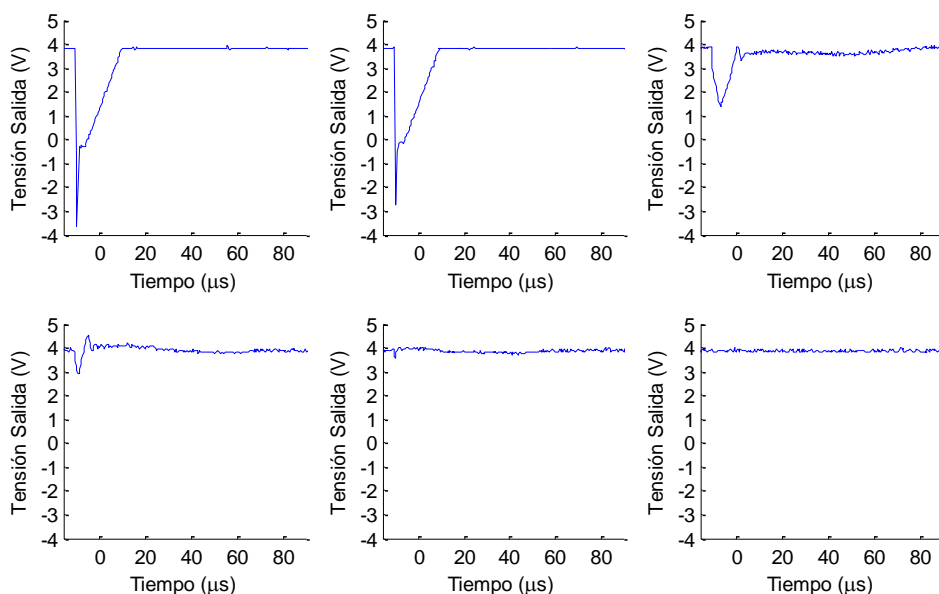


Fig. 4.15. Secuencia de SETs obtenidos en el mismo punto de disparo para una energía del pulso inicial de  $E_p = 35$  nJ hasta  $E_p \approx 0$  para  $\lambda = 800$  nm.

El resultado obtenido respecto al comportamiento del dispositivo (forma del ASET) en función de la energía por pulso incidente pone nuevamente de manifiesto la verificación del modelo teórico de emulación ya que variando el nivel de energía por pulso, el dispositivo también varía de forma proporcional en su comportamiento (Fig. 4.15).

En este punto, una vez demostrada la producción de transitorios en nuestro sistema láser de emulación de entorno espacial, hay que ajustar los parámetros del láser para obtener transitorios equivalentes a los que produciría un ión determinado. Dado que la energía por pulso para las primeras irradiaciones es demasiado elevada (35 nJ) y la aparición de transitorios para 400 nm es claramente inferior (dado su bajo poder de

penetración), descartamos la utilización de 400 nm para la emulación de efectos de impacto de ión ya que el trabajo experimental demuestra el comportamiento deducido teóricamente y la mayoría de la carga se crea cerca de la superficie de incidencia.

Así, de acuerdo al modelo teórico de emulación, escogemos dos energías de irradiación más bajas para una longitud de onda de 800 nm. Para ello se seleccionan dos niveles de energía bien determinados mediante el uso de atenuadores: 24 pJ y 40 pJ, con el objetivo de poder reproducir fácilmente el mismo nivel de energía en días sucesivos de irradiación.

A continuación, se muestran los mapas de sensibilidad de uno de los amplificadores LM124 para  $\lambda=800$  nm y los dos niveles de energía escogidos:  $E_{p1}=24$  pJ (Fig. 4.16) y  $E_{p2}=40$  pJ (Fig. 4.17).

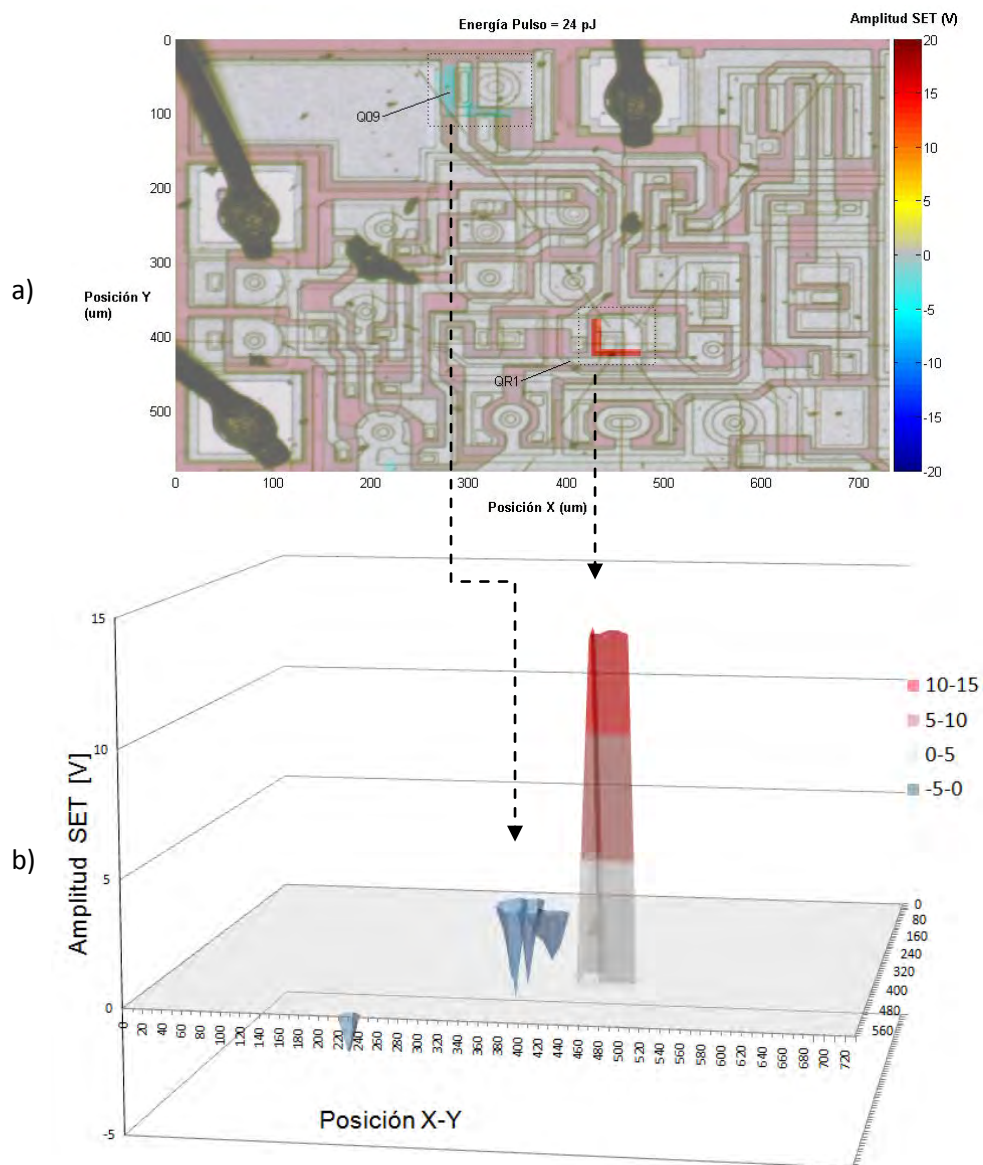


Fig. 4.16. Mapas de sensibilidad que muestran el signo y la amplitud de de los transitorios para cada punto XY de disparo láser sobre el dispositivo LM124 con  $\lambda=800$  nm y  $E_p = 24$  pJ.  
a) Mapa de sensibilidad 2D, b) Mapa de sensibilidad 3D.

En la figura 4.16 se observa claramente que únicamente son sensibles el transistor Q9 y la resistencia R1 del amplificador operacional. Con 24 pJ no aparecen todas las zonas sensibles ya que Q18 y Q20 también presentan cierta sensibilidad para una energía de 40 pJ como se observa en la figura 4.17.

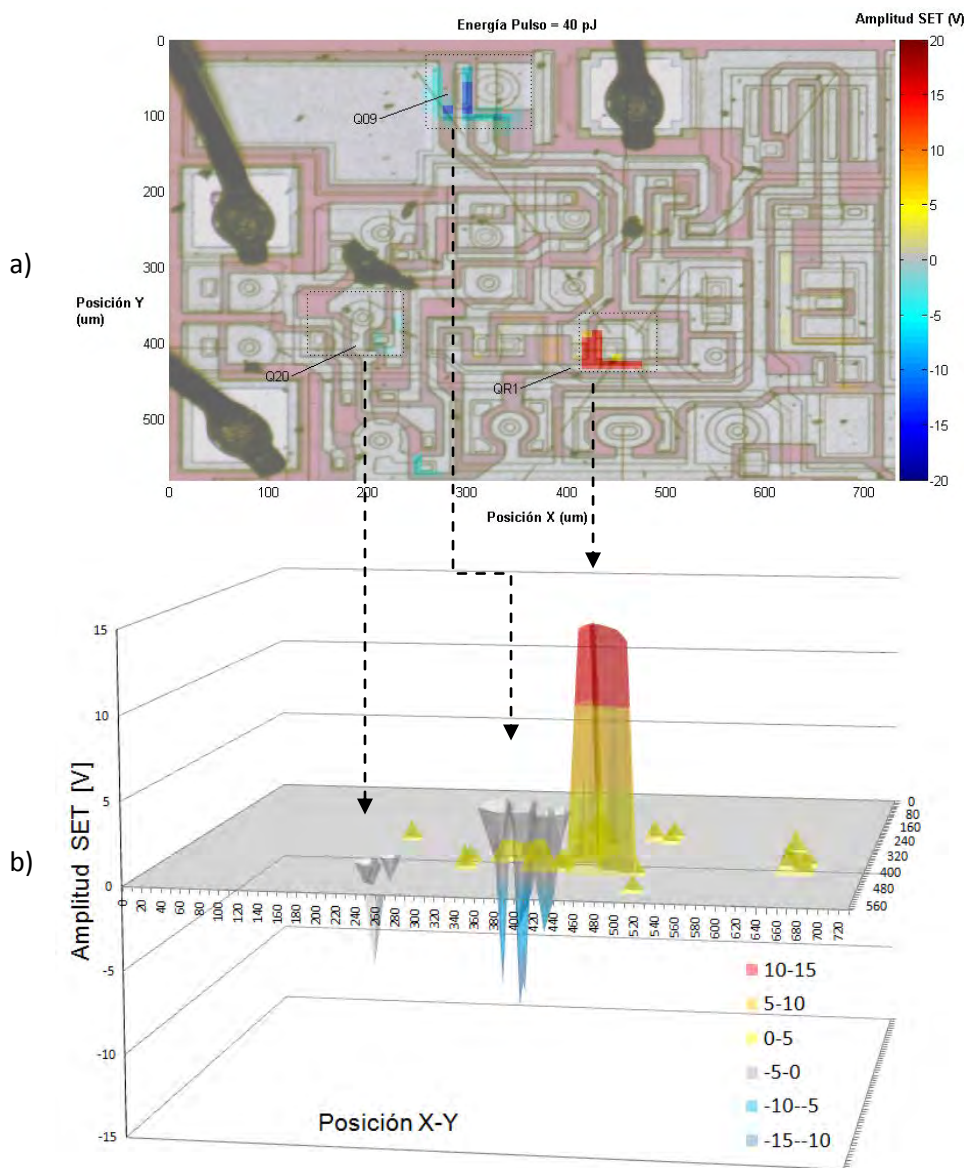


Fig. 4.17. Mapas de sensibilidad que muestran el signo y la amplitud de los transitorios para cada punto XY de disparo láser sobre dispositivo LM124 con  $\lambda=800$  nm y  $E_p = 40$  pJ.  
a) Mapa de sensibilidad 2D, b) Mapa de sensibilidad 3D.

Una energía de 24 pJ para 800 nm corresponde a un LET de  $86 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$  considerando que el espesor de la capa sensible es de  $1 \mu\text{m}$  por debajo de la superficie de incidencia. Así mismo, si consideramos que el espesor de la capa es de  $5 \mu\text{m}$  estaríamos emulando un LET de  $73 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$  (Fig. 2.34). Por tanto, el ión correspondiente a los parámetros del láser sería Oro (Au), con una energía de 1,7



GeV, para un espesor de 1  $\mu\text{m}$  o Tulio (Tm), con una energía de 1,5 GeV, para un espesor de 5  $\mu\text{m}$ .

Como vemos, con una energía por pulso muy pequeña es posible emular impacto de iones de alta energía. Esto es una gran ventaja frente a las energías que se consiguen en los aceleradores de partículas convencionales.

El modelo teórico de emulación establece el ión que está siendo emulado en función de los parámetros del láser de irradiación. Ahora bien, para establecer la equivalencia experimentalmente, el principal inconveniente es la profundidad de penetración del haz ya que, para absorción lineal, la energía se absorbe cerca de la superficie de incidencia. Es decir, si existen zonas sensibles situadas a una profundidad mayor, o cubiertas por una capa de metalización, quedarían enmascaradas.

Estudiando los resultados obtenidos para baja energía (Fig. 4.16 y 4.17) es imposible determinar sin el conocimiento exacto de la profundidad de una zona sensible, si la ausencia de transitorio en una zona de irradiación es consecuencia de una deposición de carga inferior a la carga crítica para producir un transitorio a la salida, o por el contrario, nunca se alcanzará la deposición crítica al nivel de profundidad adecuado. Además, la presencia de capas de metalización también impiden resolver las zonas sensibles situadas por debajo. Por tanto, dado que el nivel de penetración de un ión en el sustrato semiconductor es mucho mayor o incluso son capaces de atravesar cualquier metalización, utilizando absorción lineal probablemente no estemos resolviendo todas las zonas sensibles del dispositivo.

Precisamente la idea de experimentación con absorción no lineal surge como alternativa de solución para este problema. Utilizando la técnica TPA, que permite la focalización del haz en el interior del sustrato semiconductor, evitamos el problema de la penetración tal y como quedó demostrado teóricamente en el capítulo II.

#### **4.2.3.- Irradiación mediante TPA (1300 nm) por la parte superior del circuito integrado.**

Dado que no existe un conocimiento exacto del coeficiente de absorción no lineal, o por el momento no lo habíamos determinado experimentalmente, la primera idea básica fue demostrar experimentalmente la hipótesis de alta penetración y encontrar el nivel de energía por pulso necesario para la producción de transitorios.

Para ello utilizamos los resultados obtenidos para 800 nm. Si ya hemos obtenido transitorios producidos por irradiación láser bajo absorción lineal, bastará con ajustar los parámetros de láser bajo absorción no lineal hasta reproducir los mismos resultados. La idea de estos ensayos viene esquematizada en la figura 4.18.

Como consecuencia de la complementación de ambos modelos podremos asociar los parámetros de irradiación definidos bajo la técnica TPA con la acción de un ión asegurando la accesibilidad del haz láser a todas las zonas sensibles del dispositivo.

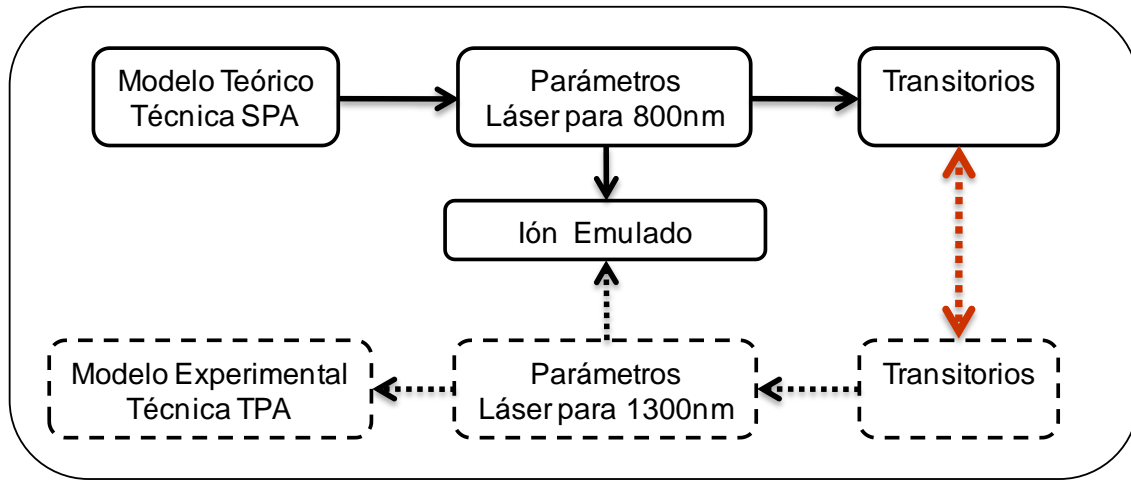


Fig. 4.18. Esquema de los objetivos marcados para los ensayos bajo la técnica de doble fotón (TPA) basados en los resultados obtenidos bajo la técnica lineal de absorción (SPA)

El objetivo principal de estos experimentos es encontrar la energía del pulso equivalente para la técnica TPA. Es decir, la reproducción del transitorio obtenido a 800 nm una vez encontrado el orden de magnitud de la energía del pulso para 1300 nm.

Para ello se realizan disparos en el mismo punto del integrado (Q9) para diferentes valores de energía con focalización en la superficie superior,  $z=0$ . Los resultados se muestran en la figura 4.19.

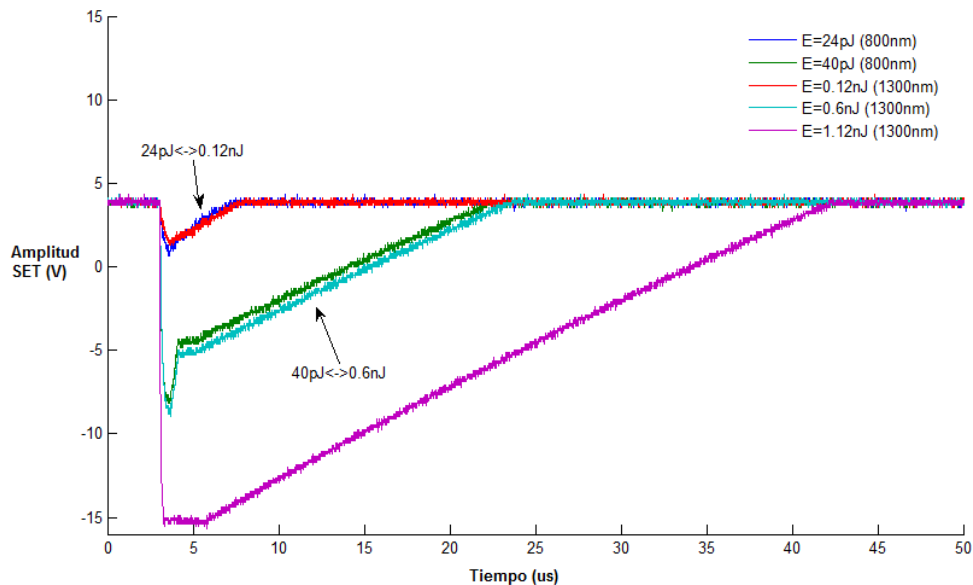


Fig. 4.19. Comparación de SETs en Q9 (LM124) mediante técnica SPA (800 nm) y TPA (1300 nm). Se ajusta la energía del pulso de 1300 nm hasta obtener la misma forma que los transitorios obtenidos a 800 nm.

En la figura 4.19 se observa que una energía de 24 pJ para 800 nm produce el mismo transitorio que una energía de 0.12 nJ para 1300 nm. Así mismo, con 40 pJ para 800 nm se obtiene el mismo transitorio que con 0.6 nJ para 1300 nm. Con 1.12 nJ para

1300 nm, el transitorio aparece excesivamente saturado y no es conveniente establecer una comparación con los transitorios obtenidos para 800 nm.

Los resultados obtenidos indican una energía por pulso para reproducir el impacto de un ión mediante la técnica TPA, por lo menos, de un orden de magnitud mayor. Dado que posteriormente encontramos el valor del coeficiente de absorción no lineal comprobamos que los niveles de energía encontrados para 1300 nm coinciden con el orden de magnitud que predice el modelo teórico. Este resultado se puede comprobar haciendo uso de las figuras 2.36 y 2.37. En ellas se establece la energía por pulso equivalente a la emulación de iones con diferentes LET para 800 nm y 1300 nm respectivamente.

Así como se comprueba que, tanto teóricamente como experimentalmente, el nivel de energía para absorción no lineal es del mismo orden de magnitud, también se comprueba que no se consiguen resultados totalmente equivalentes ya que una energía de 24pJ para 800nm corresponde a la emulación de un LET de 73 MeV·cm<sup>2</sup>/mg y para emular este mismo LET con 1300nm se necesitarían 0.36 nJ y no los 0.12 nJ encontrados. No obstante, cabe destacar que estos primeros ensayos con la técnica TPA se realizaron sin el conocimiento exacto del coeficiente de absorción no lineal. Así, únicamente podíamos conseguir transitorios equivalentes para evaluar el nivel de energía del pulso necesario para la producción de pares, pero no podíamos cuestionar teóricamente el resultado.

Aún, con las ligeras discrepancias encontradas, este resultado pone en claro manifiesto que los datos experimentales certifican los modelos teóricos de emulación y son un firme ejemplo de la validación tanto del modelo teórico como de su desarrollo experimental.

A fin de comprobar un comportamiento equivalente para toda la superficie del amplificador utilizando la técnica TPA se realiza un barrido completo del mismo y se escoge la energía de 0.6 nJ para realizar el mapa de sensibilidad completo. La elección de esta energía se justifica por dos motivos, en primer lugar necesitábamos utilizar una energía suficientemente alta para conseguir transitorios dado que estábamos haciendo ensayos de "aproximación" y en segundo lugar pensamos que los niveles de energía adecuados para emular iones serían de este orden. Posteriormente la investigación realizada ha concluido que los niveles de energía para emular impacto de iones con la técnica TPA son ligeramente inferiores.

El mapa de sensibilidad del amplificador completo utilizando la técnica TPA se muestra en la figura 4.20 y refleja un comportamiento muy similar al mapa obtenido mediante la técnica SPA con 40 pJ (Fig. 4.15). No obstante, en la zona dónde aparecen los transitorios negativos, que corresponden al paso del láser por el transistor Q9, casi todos los transitorios alcanzan una tensión negativa de 10V. Sin embargo, en la figura 4.15 no se aprecian transitorios tan grandes. Este comportamiento indica que 0.6 nJ bajo la técnica TPA es bastante superior a 40 pJ bajo la técnica SPA.

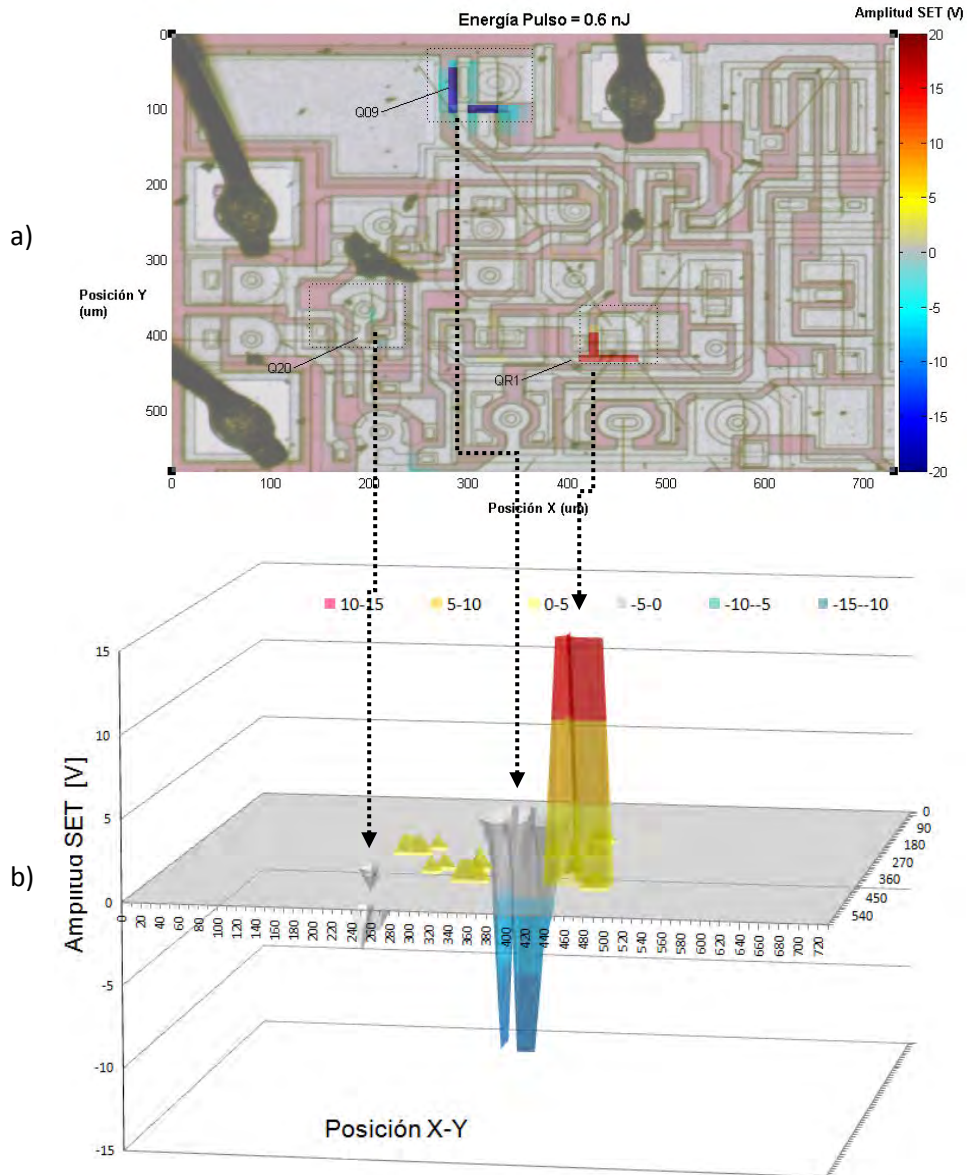


Fig. 4.20. Mapas de sensibilidad que muestran el signo y la amplitud de los transitorios para cada punto XY de disparo láser sobre el dispositivo LM124 con  $\lambda=1300$  nm y  $E_p = 0.6$  nJ.

a) Mapa de sensibilidad 2D, b) Mapa de sensibilidad 3D.

Dado que hemos conseguido obtener los mismos resultados bajo absorción no lineal con parámetros de irradiación diferentes, podemos validar esta técnica de generación de carga. Además, la irradiación por la parte posterior del integrado nos permitirá evaluar la presencia de capas enterradas. Así, procedemos a irradiar el dispositivo por la parte posterior.

#### **4.2.4.- Irradiación mediante TPA (1300 nm) por la parte posterior del circuito integrado.**

El objetivo de estos ensayos es realizar mapas de sensibilidad introduciendo el foco del haz en el interior del integrado. La técnica de doble fotón permite situar el foco en el interior ya que el haz no sufre atenuación fuera de la zona de alta intensidad. Así, determinaremos si existen capas sensibles que han quedado enmascaradas ya sea por la presencia de capas metálicas o por la profundidad de la zona sensible. Para ello se desencapsula el amplificador operacional LM324 de encapsulado plástico por la parte trasera (Fig.3.13). Una vez posicionado el foco en la superficie posterior, la focalización en el interior del integrado se realiza utilizando los motores de desplazamiento y acercando la muestra la distancia deseada. El espesor del dispositivo irradiado es de 350  $\mu\text{m}$ .

Para comprobar la hipótesis se realizaron diferentes irradiaciones variando la focalización del haz en el interior del dispositivo. A continuación se muestran tres mapas de sensibilidad ilustrativos que corresponden a tres configuraciones. La figura 4.21 se realiza con el foco situado en el interior del integrado a 50  $\mu\text{m}$  respecto a la superficie superior. La figura 4.22 representa la misma zona irradiada con el foco situado a 85  $\mu\text{m}$  de la superficie superior y finalmente, la figura 4.23 se realiza situando el foco a 140  $\mu\text{m}$  la superficie superior. En todas ellas se utilizan 0.6 nJ para la energía del pulso.

Los resultados que se obtienen muestran cómo varían las zonas sensibles detectadas en función de la posición del foco. En ellas, se pueden distinguir claramente las zonas del dispositivo más sensibles para cada barrido, e incluso el cambio en el signo del transitorio en función del área sensible atravesada.

Por ejemplo, en las tres figuras se observa que los transistores Q18 y Q20 muestran cierta sensibilidad. Tal y como vimos, irradiando en la superficie de incidencia por la parte superior quedarían completamente enmascaradas para la misma energía por pulso (Fig. 4.20). Así, mientras que para el transistor Q18 los transitorios son positivos, para el transistor Q20 los transitorios son negativos (Fig. 4.21). Este comportamiento es completamente coherente con la configuración del amplificador operacional ya que Q18 y Q20 forman el par diferencial de la etapa de entrada del amplificador, tal y como se indica en el esquemático de la figura 4.5.

Realizando una comparación de los tres mapas de sensibilidad, los resultados muestran que a una profundidad de 80  $\mu\text{m}$  (Fig. 4.21) y usando una energía de 0,6 nJ casi toda la superficie es sensible y se generan SETs cuya amplitud es suficiente para que la salida del amplificador operacional alcance su valor de saturación. Sin embargo, a unas cuantas micras por encima o por debajo de esta capa, se producen una cantidad muy inferior de SETs. De hecho, a profundidades de 50  $\mu\text{m}$  y 140  $\mu\text{m}$  solo el transistor Q9 y la resistencia R1 muestran un nivel alto de sensibilidad, dos zonas sensibles bien determinadas con anterioridad.

De esta manera, queda de manifiesto que un estudio de sensibilidad en función de la posición del foco en el interior del "chip" permite encontrar capas enterradas y caracterizarlas completamente. Además, se demuestra que en la capa más sensible,

la energía del pulso es muy alta ya que se obtiene un número muy elevado de transitorios saturados.

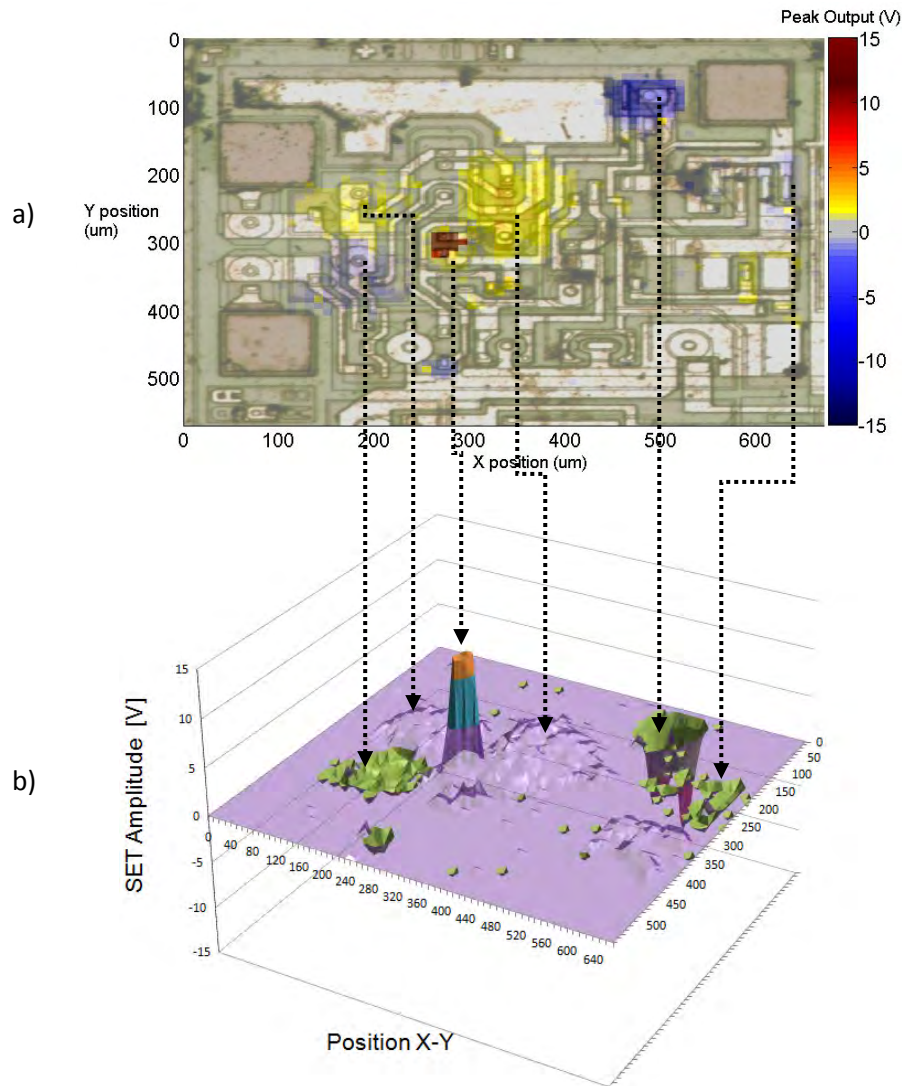


Fig. 4.21. Mapas de sensibilidad que muestran el signo y la amplitud de los transitorios para cada punto XY de disparo láser sobre el dispositivo LM324 con  $\lambda=1300$  nm y  $E_p = 0.6$  nJ.

**El foco se sitúa a 50 μm de la superficie superior del chip.**

a) Mapa de sensibilidad 2D, b) Mapa de sensibilidad 3D.

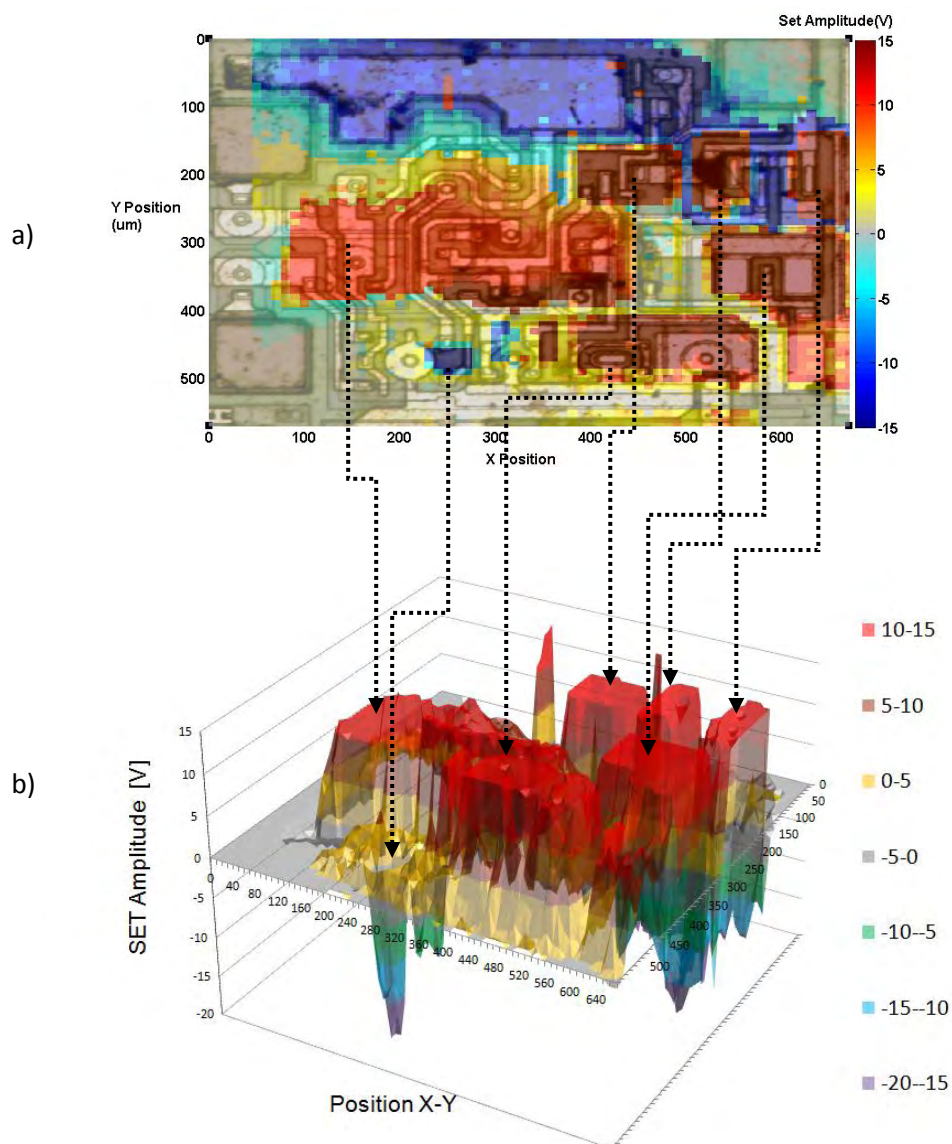


Fig. 4.22. Mapas de sensibilidad que muestran el signo y la amplitud de de los transitorios para cada punto XY de disparo láser sobre el dispositivo LM324 con  $\lambda=1300$  nm y  $E_p = 0.6$  nJ.

**El foco se sitúa a 80  $\mu\text{m}$  de la superficie superior del chip.**

a) Mapa de sensibilidad 2D, b) Mapa de sensibilidad 3D.



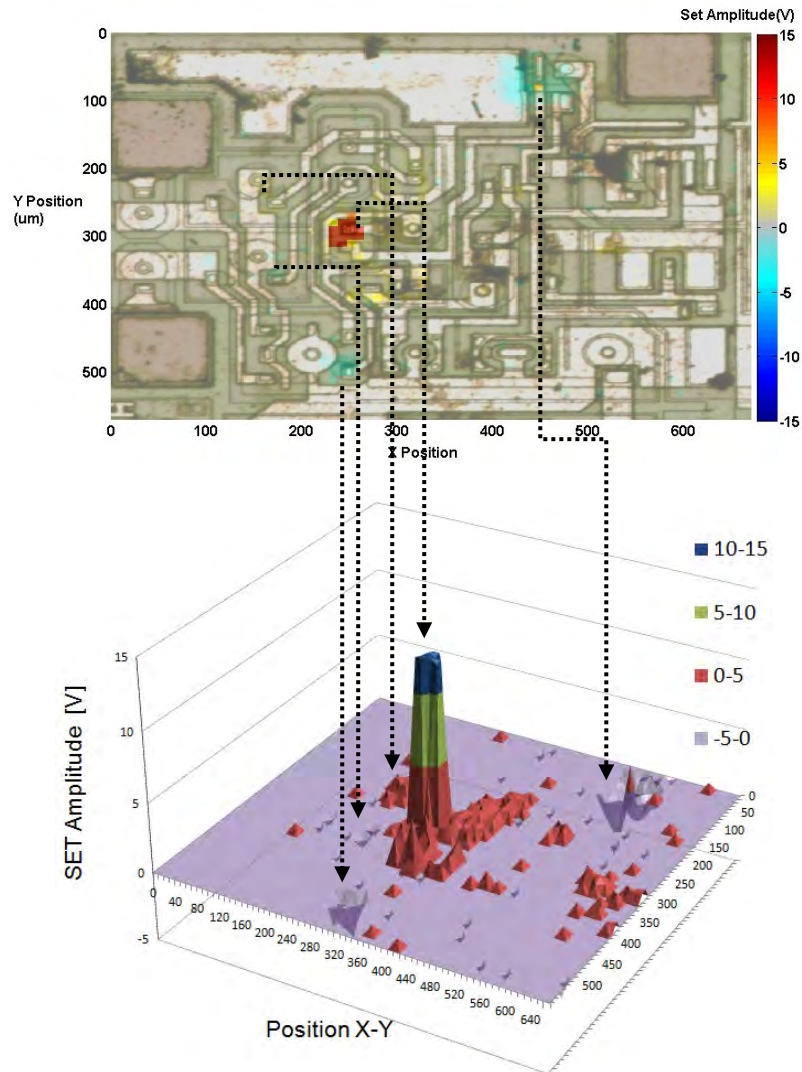


Fig. 4.23. Mapas de sensibilidad que muestran el signo y la amplitud de de los transitorios para cada punto XY de disparo láser sobre el dispositivo LM324 con  $\lambda=1300$  nm y  $E_p = 0.6$  nJ.

**El foco se sitúa a 140  $\mu\text{m}$  de la superficie superior del chip.**

a) Mapa de sensibilidad 2D, b) Mapa de sensibilidad 3D.

Además de la variación en la posición del foco, también se realizaron ensayos variando el nivel de energía del pulso para cada focalización. El resultado de estas irradiaciones se muestra mediante gráficas de máxima amplitud del transitorio frente a su duración a mitad del máximo. Así, en la figura 4.24, se representan los transitorios producidos en función de la configuración. Tal y como se ha dispuesto, las gráficas situadas en la misma fila mantienen la focalización y las gráficas situadas en la misma columna conservan la misma energía por pulso.

Como se observa, las gráficas reproducen el mismo comportamiento que se observa en el dispositivo frente al impacto de iones pesados [BU02] (Fig. 4.24), pero muestran diferentes variaciones.

Para una energía de 6 nJ, los transitorios son grandes y duraderos (4.24 c, f y g). Este comportamiento indica que la energía del pulso es demasiado elevada.



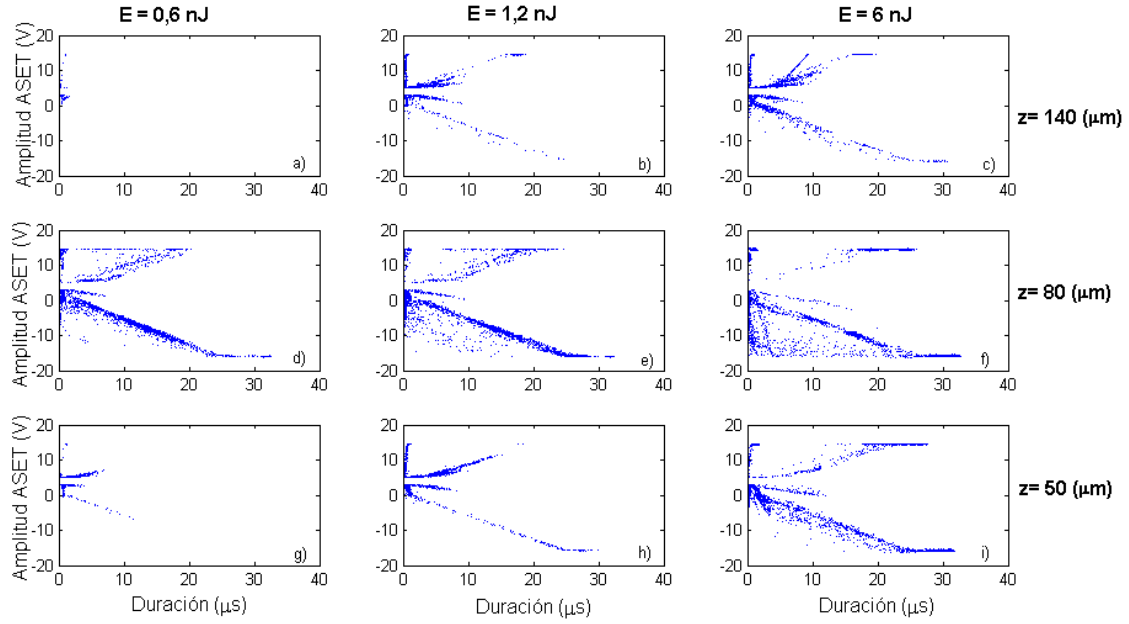


Fig. 4.24. Generación de SETs mediante técnica TPA con irradiación por la parte posterior para diferentes posiciones del foco en el interior del integrado:  $z$  a 140, 80 y 50  $\mu\text{m}$  de la superficie superior del integrado, y para diferentes valores de la energía por pulso:  $E_p = 0.6 \text{ nJ}$ , 1.2 y 6 nJ.

### Heavy Ion Data (LET=54.8 MeV.cm<sup>2</sup>/mg)

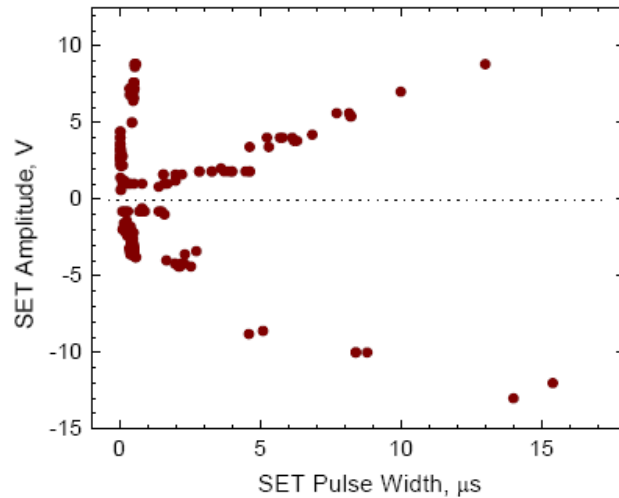


Fig. 4.25. Gráficas que muestran ASETs producidos en el dispositivo LM124 por impacto de iones pesados [MO09].

Con 0.6 nJ y para una focalización por encima o debajo de la capa más sensible la producción de transitorios queda muy reducida (4.24 a y g), la generación de carga se realiza fuera de la capa sensible y sólo se refleja en la salida del dispositivo la carga que ha alcanzado la capa sensible por difusión. Sin embargo, situando el foco en la capa más sensible aparecen transitorios nuevamente largos y duraderos para la energía más baja utilizada (4.24 d). Este resultado también indica que incluso 0.6 nJ es una energía alta si el foco se sitúa en una capa sensible.

Si comparamos las figuras 4.24 y 4.25 podemos decir que la configuración que más se aproxima a un resultado equivalente al producido por impacto de iones pesados es la figura 4.24 g. Dado que esa gráfica no corresponde a una focalización del haz en la capa más sensible, la emulación de efectos de la radiación se ha de realizar con menor energía. No obstante, estas irradiaciones demuestran que la utilización de la técnica de doble fotón es muy prometedora ya que se pueden realizar mapas de sensibilidad tridimensionales evaluando cualquier posible capa sensible y con la posibilidad de equiparar el resultado con el comportamiento del dispositivo frente a un haz de partículas ionizadas.

#### **4.3.- IRRADIACIÓN COMPARADOR DE VOLTAJE LM111/LM311.**

El objetivo de la irradiación de este segundo dispositivo analógico, además de conseguir mapas de sensibilidad a 800 nm y 1300 nm, es el intento de evaluar la carga depositada por el haz láser y así poder extraer el coeficiente de absorción no lineal. Dado que estamos tratando con un comparador de voltaje, se puede determinar la carga depositada ya que, en función de la configuración del dispositivo, sólo un nivel de carga crítica permite un cambio de estado a la salida del comparador.

##### **4.3.1.- Preparación y configuración electrónica de los dispositivos bajo test.**

El dispositivo que se utiliza es el comparador LM111 de National Semiconductor de encapsulado cerámico para irradiarlo por la parte delantera (Fig. 4.26) y el LM311 también de National Semiconductor de encapsulado plástico para irradiarlo por la parte posterior (Fig. 4.27). En este caso se ha de irradiar el integrado completo ya que sólo hay un comparador tal y como muestran la microfotografías tomadas del circuito integrado desencapsulado.

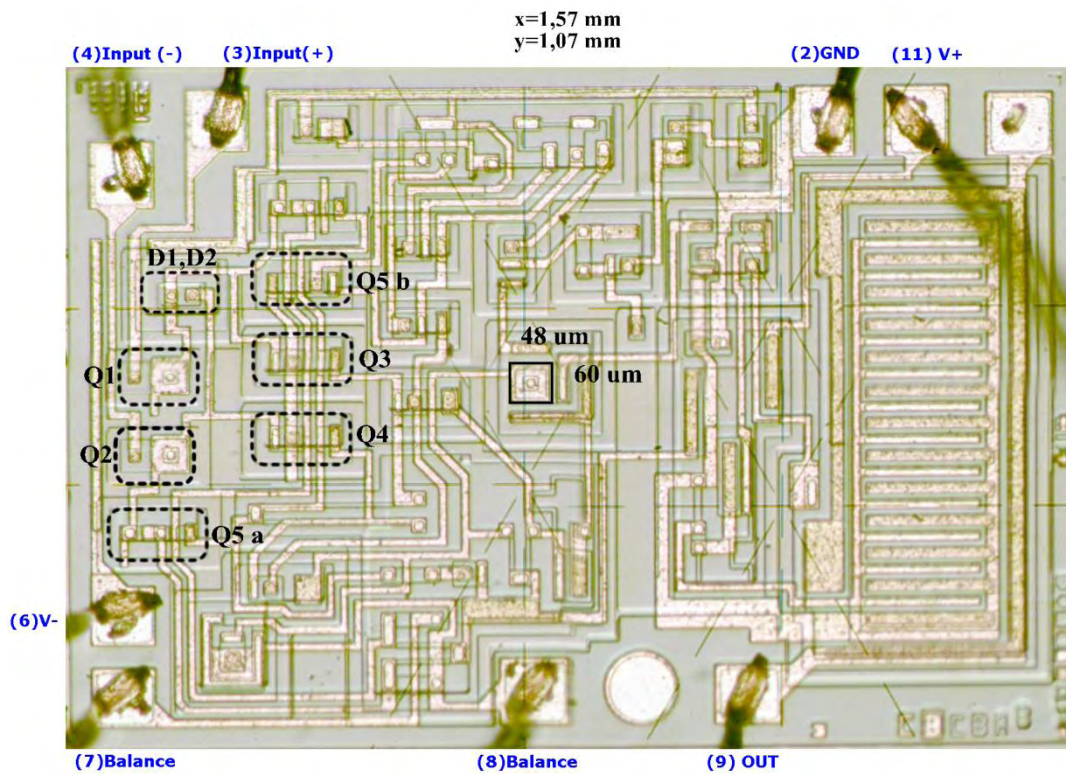


Fig. 4.26. Microfotografía completa del circuito integrado comparador de voltaje LM111 de "National Semiconductor" de encapsulado Cerdip. Aparecen señalados algunos de los transistores identificados a través del esquemático del circuito (Fig. 4.28)

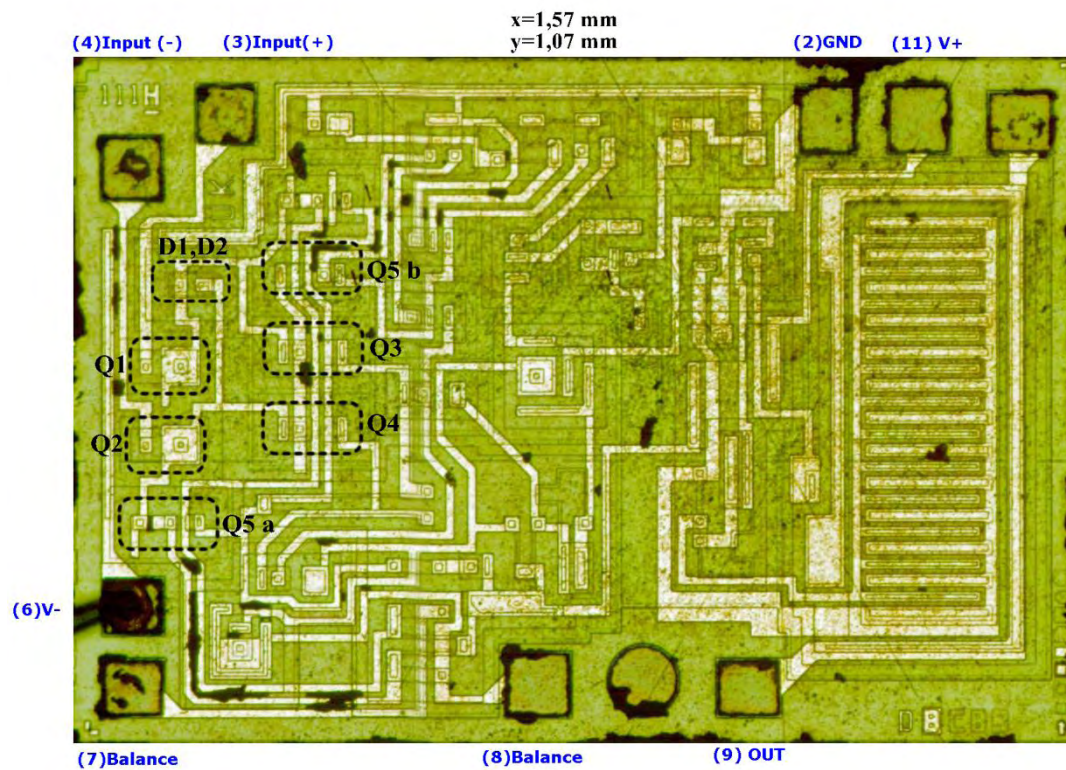


Fig. 4.27. Microfotografía completa del circuito integrado comparador de voltaje LM311 de "National Semiconductor" de encapsulado plástico. El diseño es totalmente equivalente al LM111.

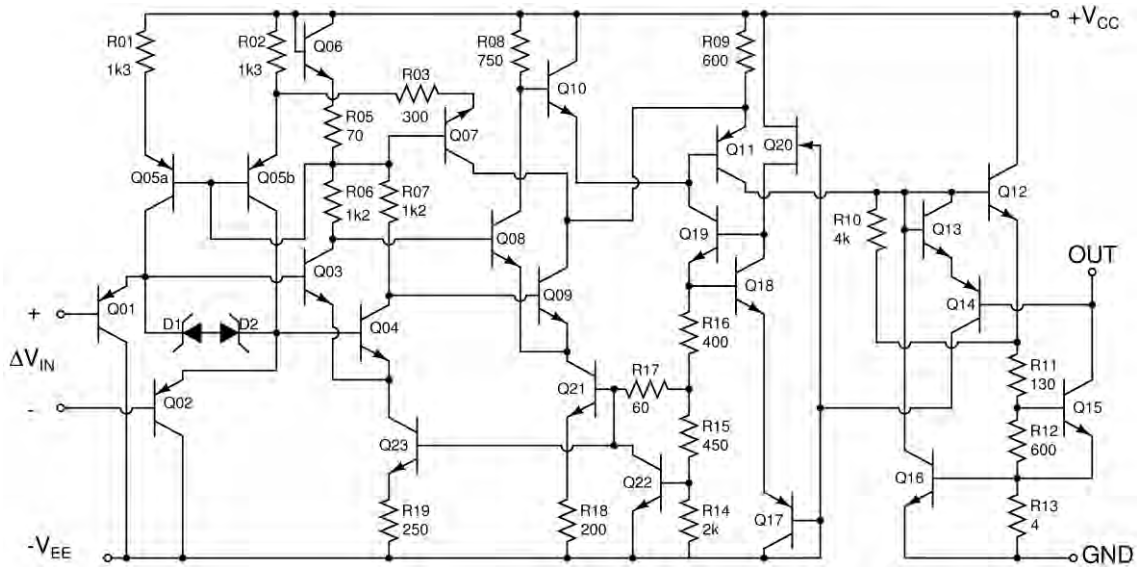


Fig. 4.28. Diagrama esquemático del circuito amplificador LM111 [HTTP-LM111/LM311].

La configuración electrónica del dispositivo se realiza de tal forma que exista una diferencia entre la entrada positiva y negativa del comparador proporcional a la señal de entrada (Fig. 4.29).

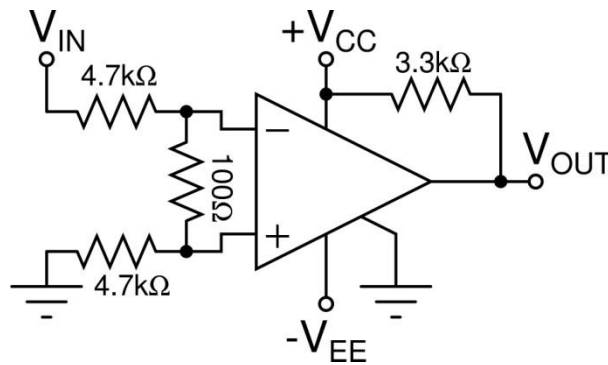


Fig. 4.29. Configuración del comparador de voltaje LM311 de "National Semiconductor".  
 $V_{CC}=15\text{ V}$ ;  $V_{EE}=-15\text{ V}$ .

De esta forma cuando la tensión de entrada  $V_{in}$  es positiva la salida del comparador es  $V_{out}=0\text{ V}$  y cuando la tensión de entrada  $V_{in}$  es negativa o cero, la salida del comparador es  $V_{out}=15\text{ V}$ .

Con el dispositivo LM111 así configurado se obtienen dos clases de transitorios. Cuando la tensión de entrada es negativa, únicamente se obtienen transitorios de alta a baja o transitorios negativos (Fig. 4. 30a) y cuando la tensión de entrada es positiva, únicamente se obtienen transitorios de baja a alta o transitorios positivos (Fig. 4.30b).

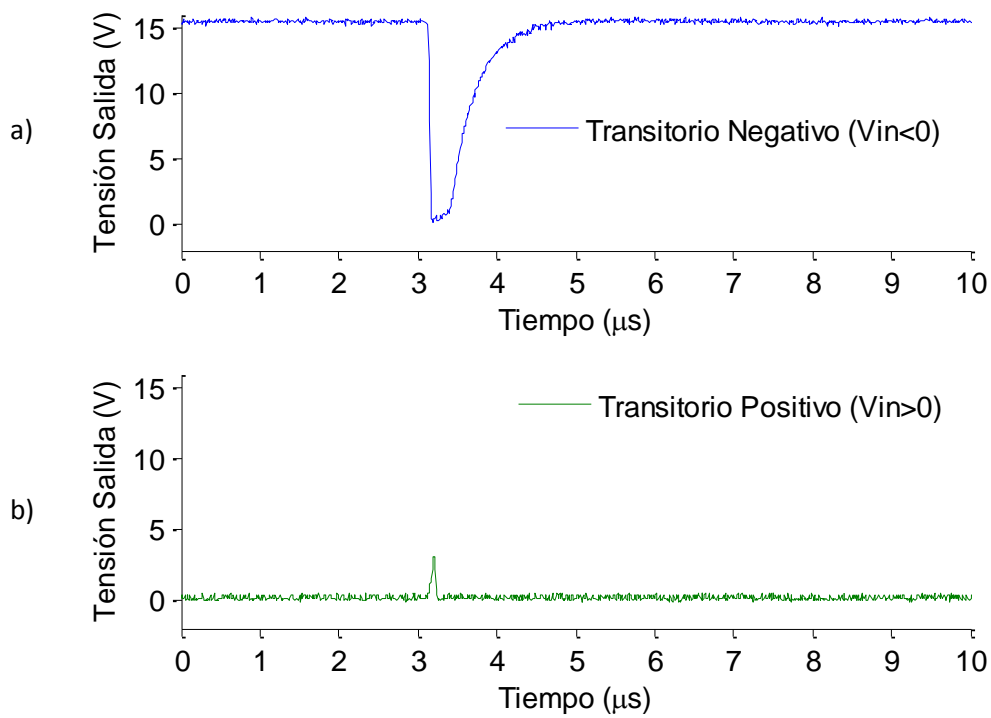


Fig. 4.30. Ejemplo de transitorios obtenidos para el LM111.

#### 4.3.2.- Resultados de irradiación mediante SPA (800 nm) por la cara superior del chip.

Se realizan mapas de sensibilidad para tres tensiones de entrada diferentes: negativa ( $V_{in} = -6$  V), positiva ( $V_{in} = 6$  V) y cero ( $V_{in} = 0$  V). Los resultados de estos tres mapas de sensibilidad se muestran en las figuras 4.31-4.33. En ellas se observa cómo cambia la sensibilidad de los diferentes transistores en función de la tensión de entrada.



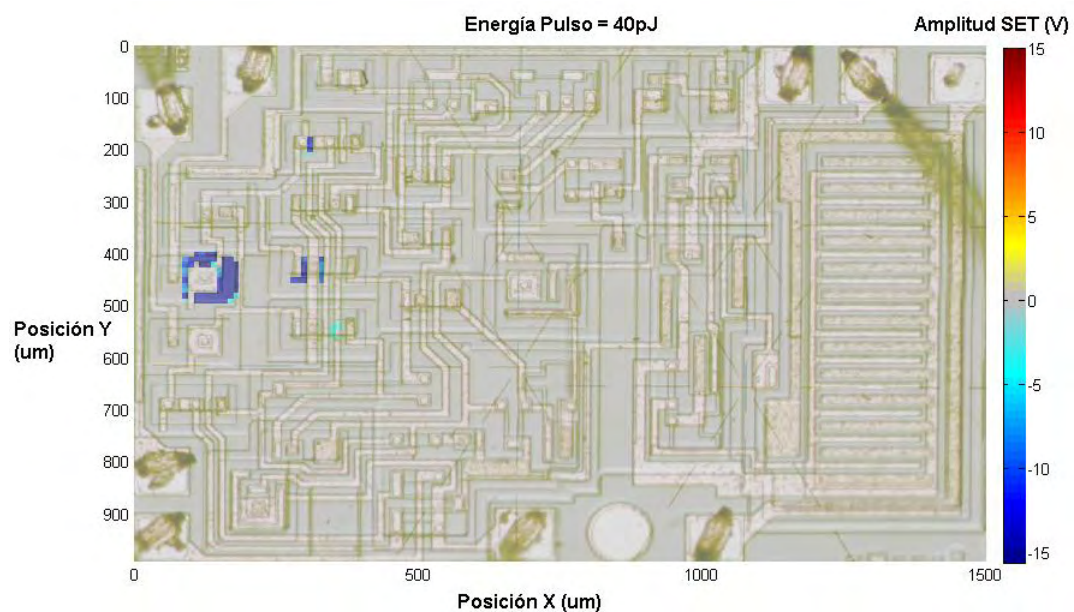


Fig. 4.31. Mapas de sensibilidad 2D para LM111 y  $V_{in} = -6$  V.  $\lambda = 800$  nm. Energía pulso = 40 pJ.

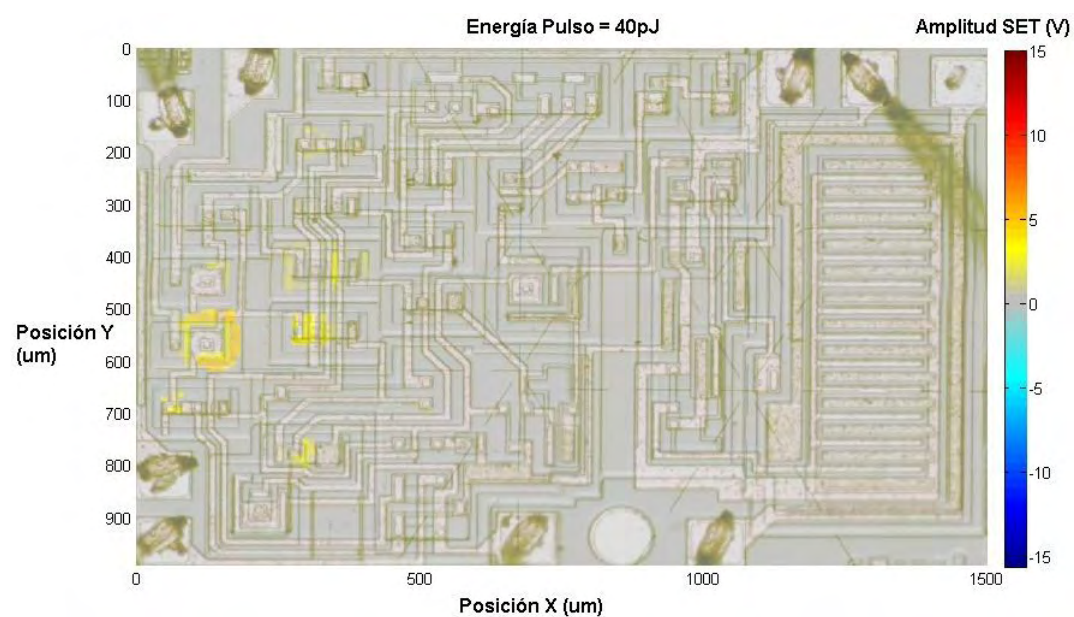


Fig. 4.32. Mapas de sensibilidad 2D para LM111 y  $V_{in} = 6$  V.  $\lambda = 800$  nm. Energía pulso = 40 pJ.

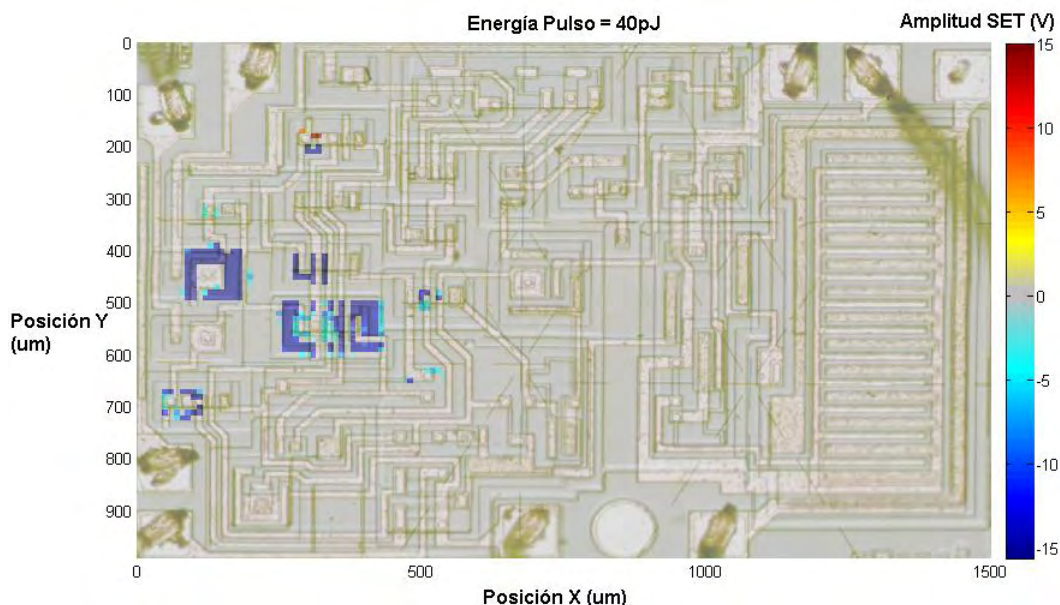


Fig. 4.33. Mapas de sensibilidad 2D para LM111 y  $V_{in} = 0$  V.  $\lambda = 800$  nm. Energía pulso = 40 pJ.

Se observa claramente la variación en el comportamiento del dispositivo en función de la polarización de entrada. Para una tensión de entrada negativa el transistor más sensible es Q1 (Fig. 4.31). Para la tensión de entrada positiva el transistor más sensible es Q2 (Fig. 4.32). Para tensión de entrada cero los transistores más sensibles son Q1 y Q4 (Fig. 4.33).

Además de poder realizar un ejercicio de equivalencia entre los parámetros del láser y el ión emulado, este resultado pone de manifiesto que se pueden hacer estudios de comportamiento del dispositivo en función de su configuración de una manera sencilla y eficaz.

#### 4.3.3.- Resultados de irradiación mediante TPA (1300 nm) por la cara superior y posterior del chip.

Con el objetivo de reproducir el comportamiento del LM111 con la técnica TPA se realiza un barrido del mismo con longitud de onda de 1300 nm por la cara superior y posterior del integrado. En las figura 4.34 y 4.35 se muestran los resultados de las irradiaciones por la cara superior para una energía por pulso de 0.5 nJ y focalización en la superficie superior del integrado. Como se observa, los resultados son similares a los obtenidos con 800 nm pero los transitorios obtenidos, en general, alcanzan amplitudes mayores.

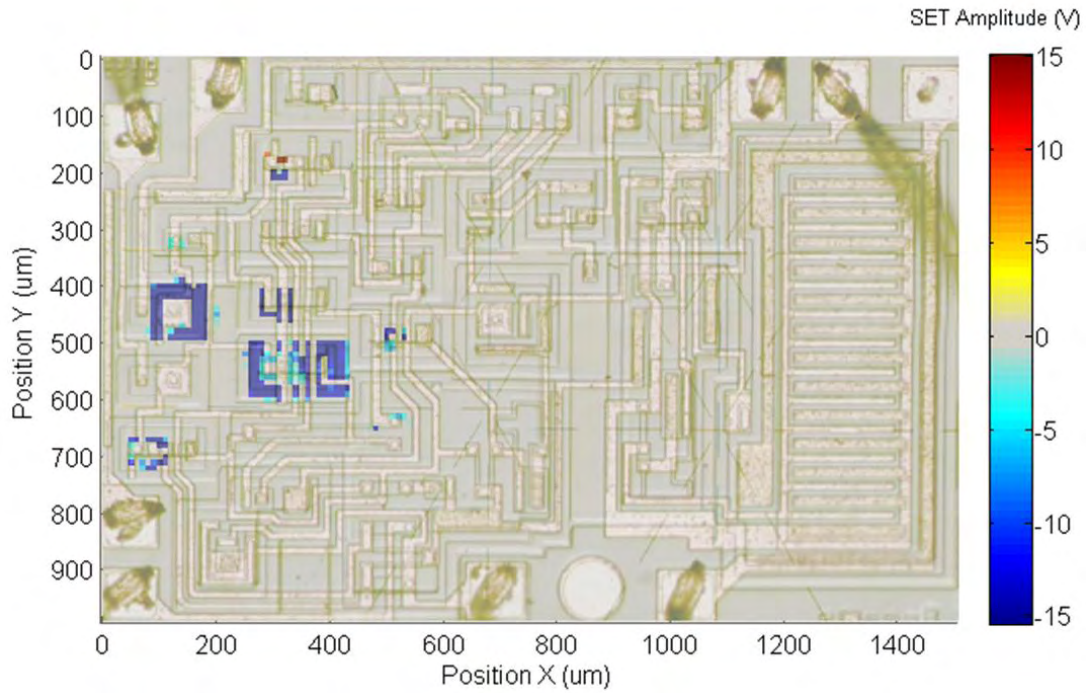


Fig. 4.34. Mapas de sensibilidad 2D para LM111 y  $V_{in} = -6$  V. Irradiación "Frontside".  
 $\lambda = 1300$  nm. Energía pulso = 0.5 nJ.

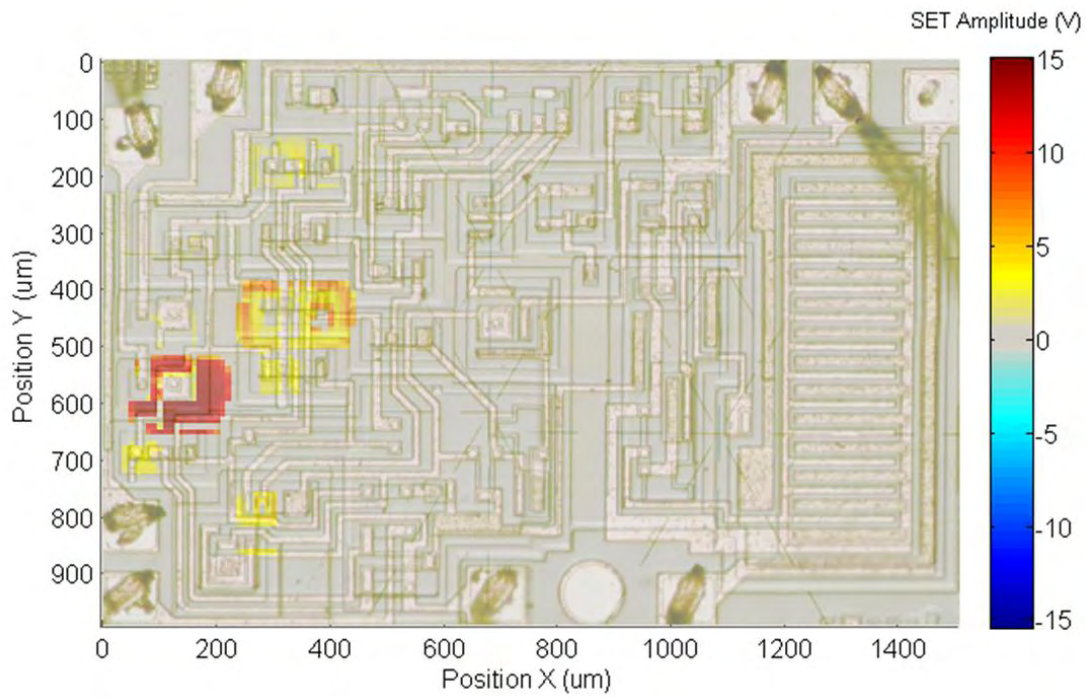


Fig. 4.35. Mapas de sensibilidad 2D para LM111 y  $V_{in} = 6$  V. Irradiación "Frontside".  
 $\lambda = 1300$  nm. Energía pulso = 0.5 nJ.

La figura 4.36 muestra la irradiación por la parte posterior. La energía del pulso es de 0.05 nJ y la focalización a 235  $\mu\text{m}$  de la superficie de incidencia para una tensión de entrada de -6 V. Se escogen estos parámetros para asegurar que podemos bajar suficientemente la energía y seguir consiguiendo transitorios equivalentes a los



producidos por impacto de ión. En la figura 4.36 se observa que toda la zona del transistor Q1 es sensible, al contrario que ocurría irradiando por la parte superior en donde no parece ser sensible la zona metalizada. Ocurre lo mismo con otras zonas sensibles detectadas. La capa de metalización no enmascara.

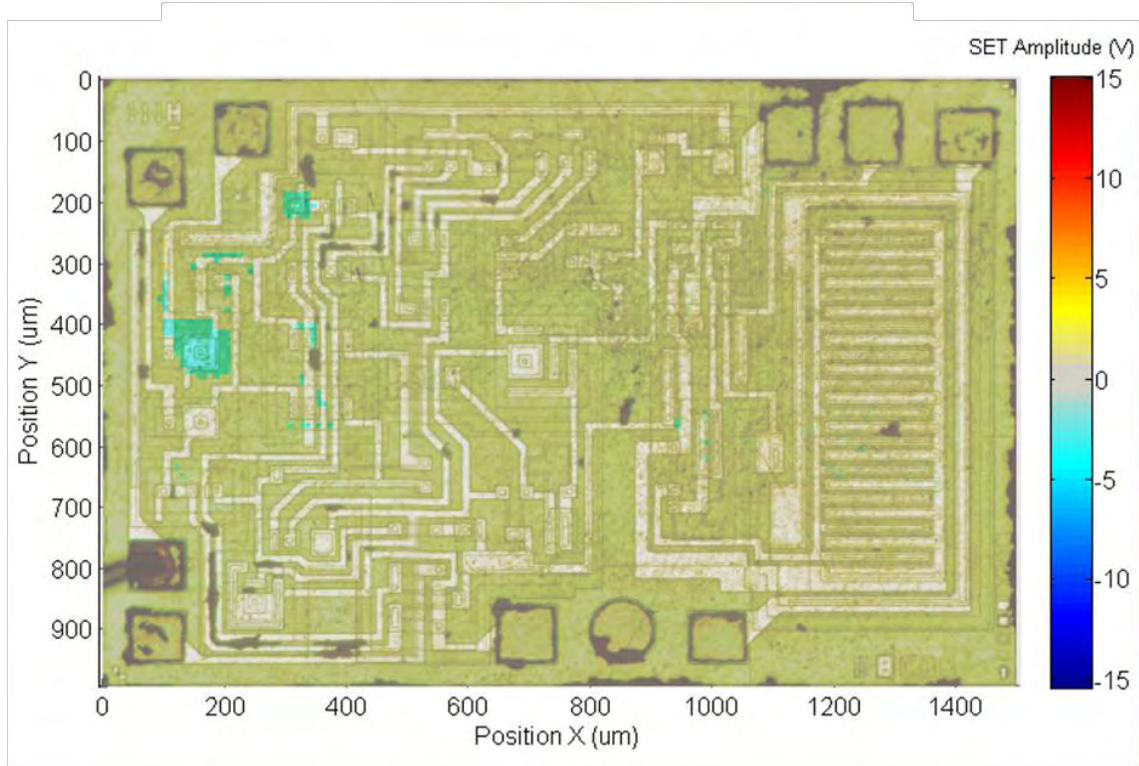


Fig. 4.36. Mapas de sensibilidad 3D para LM111 y  $V_{in} = -6V$  y  $Z=235 \mu m$ . Irradiación "Backside".  $\lambda = 1300 nm$ . Energía pulso = 0.05 nJ. Nótase que la capa de metalización no enmascara.

#### 4.4.- DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DEL COEFICIENTE DE ABSORCIÓN NO LINEAL $\beta_2$ .

El objetivo de este experimento es conseguir una generación de carga con el haz láser que invierta transitoriamente el estado de la salida de un comparador operacional. Conocida la deposición de carga crítica necesaria para producir una inversión de estado podemos evaluar la energía incidente del láser equivalente a esta generación de carga y así extraer el valor del coeficiente de absorción no lineal  $\beta_2$ , objetivo final de la realización de este experimento. En este sentido, un conocimiento exacto del coeficiente de absorción no lineal nos permite realizar la equivalencia ión-láser, al igual que hicimos utilizando el coeficiente de absorción lineal para la técnica SPA.

La carga crítica necesaria para producir una inversión de estado transitoria en la salida del comparado de voltaje depende su configuración. La configuración electrónica que hemos establecido para el LM111 mantiene una diferencia de potencial entre el terminal positivo y negativo de  $\Delta V = -10^{-2} V_{in}$ . Por tanto, para  $V_{in} > 0$  obtendremos  $V_{out} = 0$  y para  $V_{in} < 0$  obtendremos  $V_{out} = V_{cc}$ . (Fig. 4.28).

Anular esta diferencia de potencial  $\Delta V$  y conseguir una inversión de estado a la salida del comparador implica generar un exceso de carga  $Q$ , mediante la irradiación láser, equivalente a la descarga del condensador equivalente:

$$Q = C \cdot \Delta V \quad (4.1)$$

La producción de transitorios para  $V_{out}=0$  ( $V_{in}>0$ ) se realiza irradiando con el pulso láser entre la base y el colector del transistor Q2 (Fig. 4.37) e irradiando por la parte posterior. Según el esquemático del dispositivo (Fig. 4.27), el transistor Q2 está conectado a la entrada negativa  $V_{in(-)}$  mediante su base. Así mismo el transistor Q1 está conectado a la entrada positiva  $V_{in(+)}$  también mediante su base.

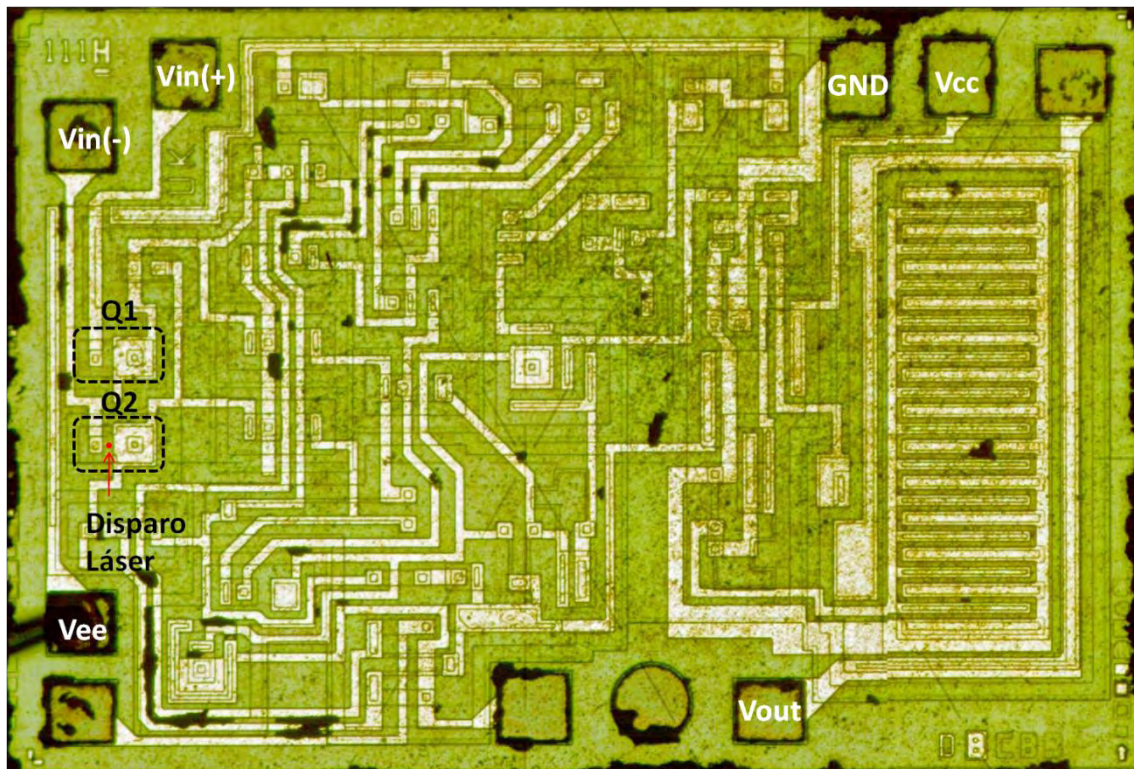


Fig. 4.37. Lay-out del dispositivo LM311. Aparecen identificados los contactos de polarización y los transistores Q1 y Q2 que forman el par de entrada del comparador. Además se anota el punto de disparo láser donde se realiza la irradiación para el experimento de determinación del coeficiente de absorción no lineal  $\beta_2$ .

La topología habitual de construcción de transistores pnp laterales en tecnología bipolar nos permite identificar el colector y el emisor del transistor Q2 (Fig. 4.38). Así, incidiendo con el láser en el punto indicado de la figura 4.37 sabemos que estamos depositando carga en la unión base-colector del transistor Q2.

Para conocer la carga almacenada entre la base y el colector de Q2 cuando la tensión de entrada es positiva necesitamos saber su capacidad. Dado que el colector está unido directamente a  $V_{ee}$  y la base a la entrada  $V_{in(-)}$  utilizamos un analizador de impedancias para medir directamente la capacidad entre estos dos terminales (Fig. 4.39).

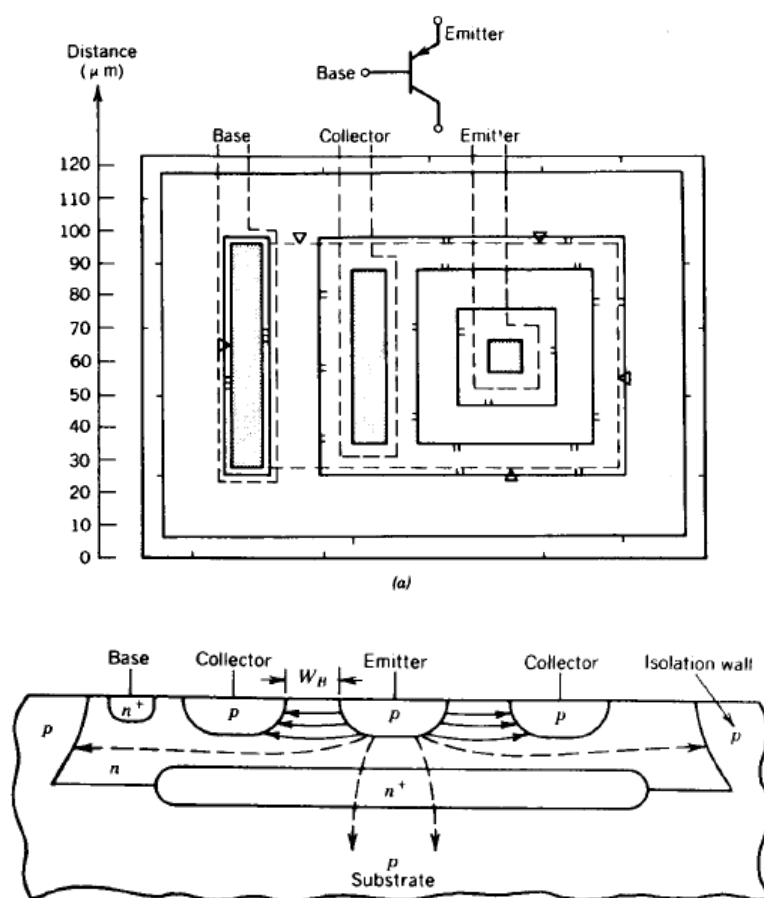


Fig. 4.38. Lay-out típico y sección transversal de un transistor bipolar de unión pnp lateral [GR83].

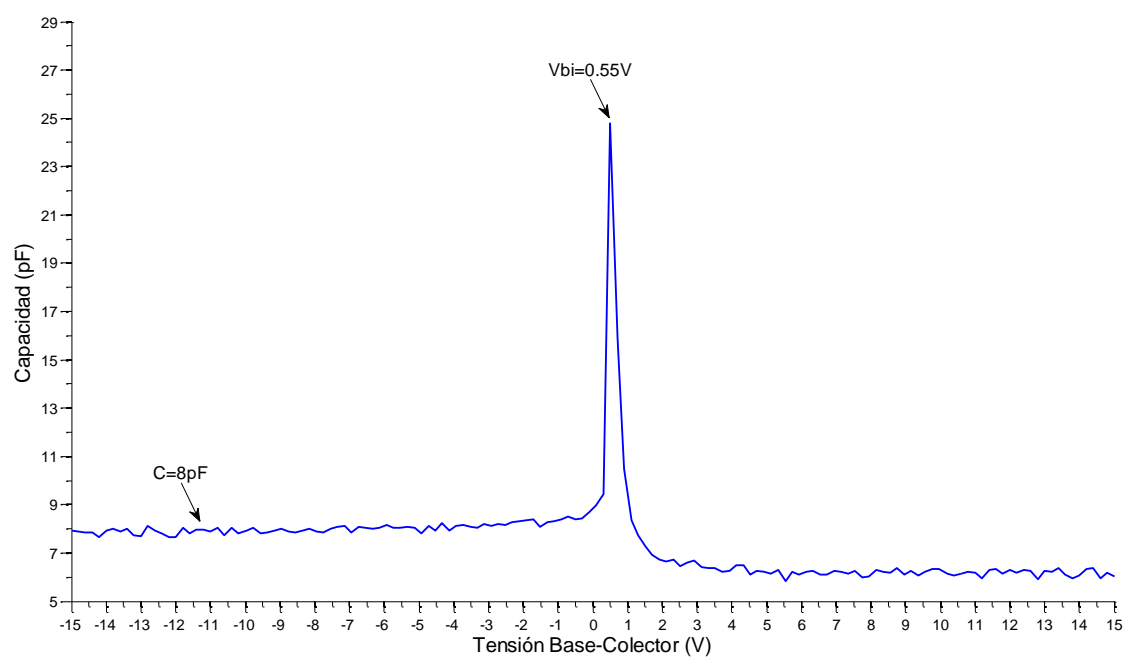


Fig. 4.39. Capacidad del transistor Q2 para diferentes valores de tensión de polarización base-colector.

En la figura 4.39 vemos que, en polarización inversa, el valor de la capacidad es constante en torno a un valor de 8 pF. Recordemos que sólo en polarización inversa se puede producir un transitorio a la salida del dispositivo y éste es el estado del diodo base-colector del transistor Q2 cuando producimos el transitorio para valores de  $V_{in}$  entre 0.5 y 6V. Esto conduce a una tensión base-colector entre -14.5V y -9V según la configuración adoptada y descrita mediante la figura 4.28

Por tanto, la carga que estamos generando cuando conseguimos una inversión de estado es del orden de:

$$Q_{láser} = C_{BC} \cdot \Delta V \quad (4.2)$$

Y el número de pares e-h generados será:

$$N_{láser} = Q_{láser} / q_e \quad (4.3)$$

Para conseguir una relación entre la energía del láser y la carga generada por el pulso láser variamos la tensión de entrada del comparador y medimos la energía por pulso necesaria para producir un transitorio que alcance el valor de saturación  $V_{cc}$  para diferentes valores de la tensión de entrada  $V_{in}$ . Esto significa que la carga almacenada entre los terminales de entrada ha sido cancelada por la generación de pares producidos por el pulso láser.

Al tratarse de generación de portadores mediante la técnica TPA la irradiación se realiza por la parte posterior de chip para asegurarnos que al alcanzar las zonas sensibles del dispositivo las posibles longitudes de onda residuales por debajo del límite de absorción no lineal se han amortiguado.

La posición del foco en el eje z se elige realizando un barrido a lo largo del eje Z con una energía suficientemente baja como para no saturar la salida. La zona más sensible se detecta a unas 90  $\mu m$  de la superficie inferior del chip. Así, se evalúa el valor de la energía por pulso necesaria para producir un transitorio que alcance el nivel de saturación para diferentes valores de la tensión de entrada (Fig. 4.40)

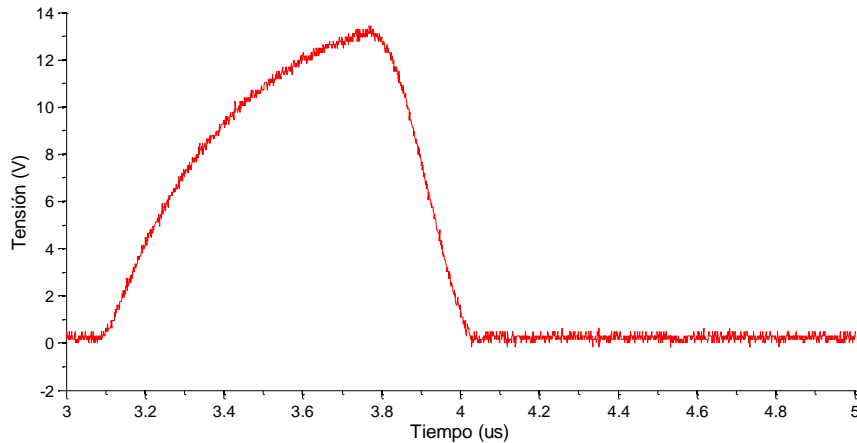




Fig. 4.40. Transitorio producido mediante la irradiación láser para  $V_{in}=3V$ . La energía del pulso se incrementa hasta alcanzar el valor que la salida del dispositivo alcanza el valor de saturación  $V_{out} \approx V_{cc}$ .

La medida de la energía por pulso se realiza retirando la muestra y colocando un fotodiodo de tal forma que incida sobre él la energía del pulso que ha producido el transitorio. Para cada valor de la energía, la señal procedente del fotodiodo se captura 10 veces en el osciloscopio (Fig. 4.41). Como resultado final se toma el valor medio de las 10 medidas realizadas.

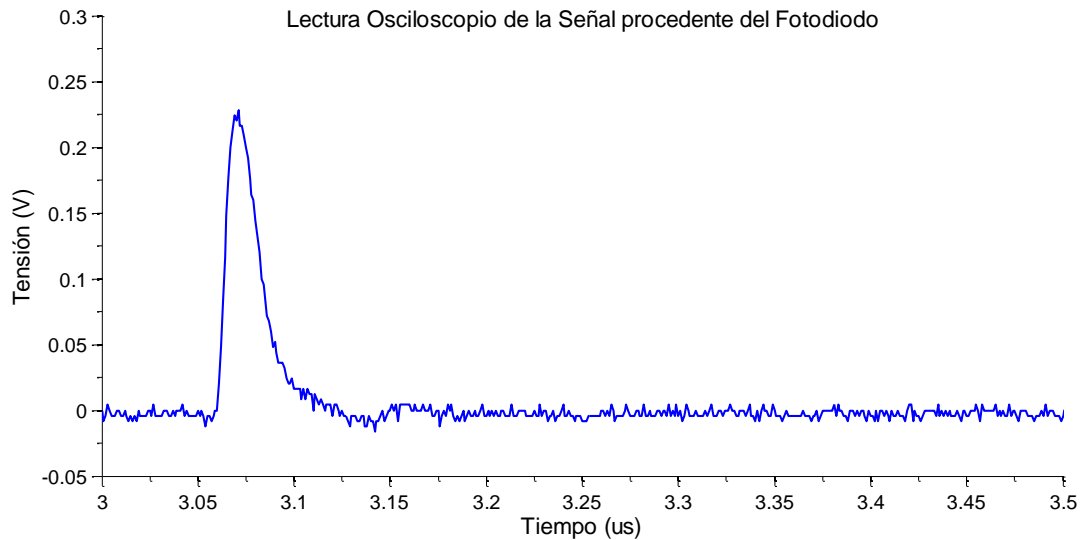


Fig. 4.41. Señal capturada en el osciloscopio procedente del pulso láser incidiendo en el fotodiodo.

Para extraer el valor de la energía total del pulso, calculamos la integral de la forma de onda capturada ya que  $E = P \cdot t$  (La potencia es proporcional a tensión de lectura mediante las constantes de conversión propias del fotodiodo).

Así, el valor de la energía, o de la integral, se define como:

$$E = \sum_{t_i}^{t_f} P_i \cdot \Delta t \quad (4.4)$$

Siendo  $P_i$  el valor de la potencia en cada punto y  $\Delta t = 0.001 \mu s$  el intervalo temporal entre valores  $P_i$ .

Finalmente, las medidas realizadas corresponden a los valores que aparecen en la tabla 4.2. Estos mismos valores aparecen representados en la figura 4.42.

Tabla 4.2. Valores experimentales de la energía del pulso necesaria para la producción del transitorio en función del valor de la tensión de entrada  $V_{in}$ .

$V_{in}$ (V)	0.1	0.5	1	2	3	4	5
Energía (J)	5.94E-11	1.67E-10	2.10E-10	2.84E-10	3.37E-10	3.92E-10	4.28E-10
Pares e-h	5.00E+04	2.50E+05	5.00E+05	1.00E+06	1.50E+06	2.00E+06	2.50E+06

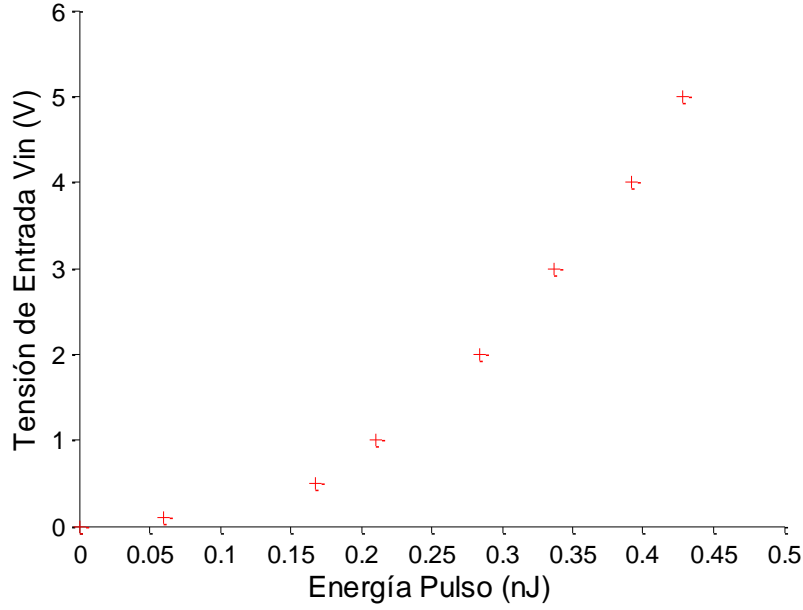


Fig. 4.42. Valores experimentales obtenidos para la energía del pulso que produce una inversión total de estado en la salida del comparador para diferentes tensiones de entrada  $V_{in}$ .

Cuando el único mecanismo de generación de carga en silicio es la absorción no lineal de fotones ( $\lambda=1300$  nm), el número de pares electrón-hueco generados viene determinado por:

$$N_{(2F)} = T \cdot \frac{\beta_2}{2 \cdot E\gamma} \cdot \frac{I_0^2 \cdot d}{(1 + \beta_2 \cdot d \cdot T \cdot I_0)} \cdot s \cdot t_p \quad (4.5)$$

donde  $T$  es el coeficiente de transmisión,  $E\gamma$  es la energía del fotón,  $I_0$  es la intensidad inicial del pulso,  $d$  es la longitud de generación de carga,  $s$  es la superficie de generación de carga y  $t_p$  la duración del pulso.

Dado que los valores que obtenemos experimentalmente son valores de energía, expresamos la intensidad en función de la energía como [M002]

$$I = \frac{2E}{\pi w_0^2 t_p} \quad (4.6)$$

pero para ello necesitamos conocer el tamaño del radio de impacto  $w_0$ .

La metodología de las medidas realizadas nos permite evaluar el tamaño del haz ya que el nivel de energía utilizado produce ablación "suave" sobre el fotodiodo sin destrucción del dispositivo. En la figura 4.43 se observan los puntos de impacto sobre el fotodiodo. El material utilizado en su fabricación es InGaAs y, dado que es un material mucho más sensible a infrarrojo, es normal que se produzca ablación antes que en silicio.

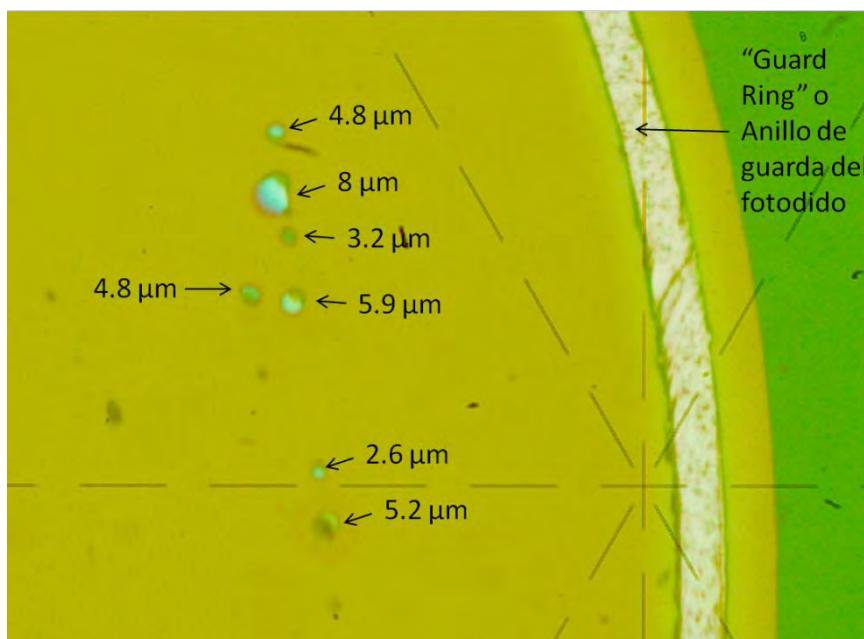


Fig. 4.43. Microfotografía de la superficie del fotodiodo utilizado para la medida de la energía. Se anotan las medidas de los diámetros de impacto.

Tal y como muestra la figura 4.43, y en contra a lo que se puede pensar, el tamaño del impacto del haz aumenta conforme aumenta la energía. Así, tomamos como diámetro del haz la media de las medidas realizadas. Por tanto, el tamaño del radio del haz es de  $w_0 = 2.5 \mu\text{m}$ .

Experimentalmente el número de pares e-h generados corresponden al total de los generados en una capa de espesor  $d$ . Dado que este espesor o altura de la capa sensible no es conocido y no podemos medirlo (no disponemos de tecnología para realizar ingeniería inversa del proceso de fabricación), realizamos una estimación de la altura de la capa sensible del dispositivo comparando el comportamiento de este mismo dispositivo bajo impacto de iones pesados y bajo la misma configuración que tenemos en nuestro dispositivo. Existen diversos artículos que muestran el comportamiento del LM111 frente a impacto de iones pesados en aceleradores de partículas pero sólo uno de ellos ofrece resultados sobre el LM111 de National Semiconductor con la misma configuración que utilizamos en nuestro experimento [KO97].

Para evaluar el espesor  $d$  de la capa sensible utilizamos la tabla que se reproduce a continuación extraída de la referencia citada anteriormente (Fig. 4.44).

Table 2 Approximate threshold LET values in [MeV/(mg/cm<sup>2</sup>)] for various  $\Delta V$  values.

$\Delta V$ (Volts)	LET <sub>th</sub> (+V <sub>cc</sub> = 5 V)	LET <sub>th</sub> (+V <sub>cc</sub> = 10 V)	LET <sub>th</sub> (+V <sub>cc</sub> = 15 V)
0.05	3	3	<3
0.10	5	5	3
0.20	5	5	5
0.50	15	15	<15
.78	50	30	15
.91	50	30	30
1.04	50	40	30
1.17	50	50	40
1.3	50	50	40
1.5	50	50	40
2.0	50	60	60

Fig. 4.44. Valores del LET umbral que produce transitorios a la salida del dispositivo de 2.5V de amplitud [KO97].

En la figura 4.44 se observa cómo varía el LET umbral (LET<sub>th</sub>) del dispositivo en función de la diferencia de tensión a la entrada ( $\Delta V$ ) y para diferentes tensiones de alimentación ( $V_{cc}$ ). Nosotros hemos utilizado un valor de  $V_{cc}=15$  V por tanto utilizaremos únicamente esta columna para los cálculos.

Tal y como se ha expuesto en el capítulo II, a partir de la siguiente ecuación podemos conocer el espesor de la capa sensible  $d$  mediante los resultados que se reflejan en este artículo:

$$Q_{ión} = q_e \cdot \frac{LET_{th} \cdot 0,23 \cdot d}{E_{par-ión}} \quad (4.7)$$

El motivo del factor multiplicativo 0,23 en la ecuación 4.7 es para expresar el LET en unidades de MeV· $\mu m^{-1}$ .  $E_{par-ión}=3.6$  eV.

Por otra parte, una vez conocida la capacidad del diodo base-colector (8pF) podemos evaluar la carga depositada por el tránsito del ión.

$$Q_{ión} = C_{bc} \cdot \Delta V \cdot 0,16 \quad (4.8)$$

El factor multiplicativo 0,16 en la ecuación 4.8 se justifica porque los valores del LET umbral son para transitorios de 2.5 V de amplitud [KO97], es decir, un 16% de toda la carga necesaria para producir una inversión total de estado en el comparador.

Igualando las ecuaciones (4.7) y (4.8) podemos conocer el valor de  $d$ . En la figura 4.45 se representa el valor de  $d$  obtenido. La media de los diferentes valores arroja un resultado de  **$d=4,7 \pm 0,9 \mu m$** .



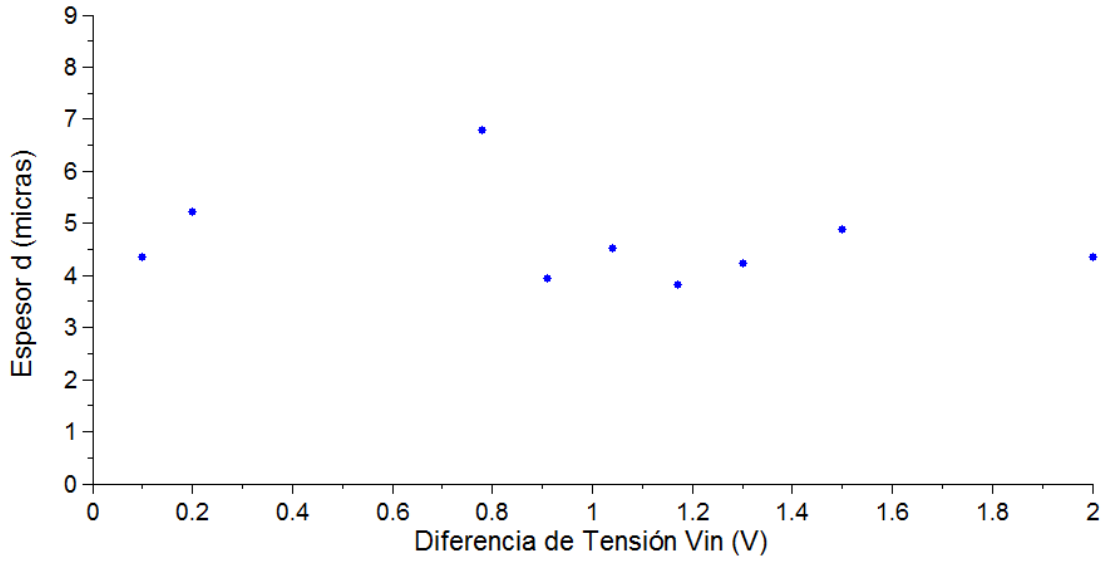


Fig. 4.45. Espesor de la capa sensible  $d$  para diferentes valores de tensión de entrada.

Una vez conocido el importantísimo parámetro  $d$  para realizar cualquier equivalencia ión-láser y también conocida la capacidad de la unión base-colector sobre la que estamos produciendo el transitorio podemos evaluar el valor de  $\beta_2$  mediante las medidas experimentales anteriormente obtenidas.

Para ello expresamos la ecuación del número de pares e-h generados (Ec. 4.5) en función de la energía por pulso  $E_p$ :

$$N_{(2F)} = T \cdot \frac{\beta_2}{2 \cdot E\gamma} \cdot \frac{E_p^2 \cdot d}{\left(1 + \beta_2 \cdot d \cdot T \cdot \frac{E_p}{s \cdot t_p}\right) \cdot s \cdot t_p} \quad (4.9)$$

Para poder extraer fácilmente con los datos experimentales el valor de  $\beta_2$  aproximamos la ecuación 4.9 a una ecuación de orden cuadrático para  $E_p$ . Para ello el rango de energía el pulso debe ser tal que  $1 \gg \beta_2 T I_0 d$  y por tanto:

$$N_{(2F)} = T \cdot \frac{\beta_2}{2 \cdot E\gamma} \cdot \frac{E_p^2 \cdot d}{s \cdot t_p} = K \cdot E_p^2 \quad \text{donde } \beta_2 = \frac{2 \cdot E\gamma \cdot s \cdot t_p \cdot K}{T \cdot d} \quad (4.10)$$

En la figura 4.46 se han representado los datos experimentales y se observa que la curva de ajuste encaja perfectamente para la constante de absorción no lineal bien determinada.

Aproximando los datos experimentales a la ecuación teórica obtenemos para  $\beta_2$  el valor experimental de  **$\beta_2 = 0.098 \text{ cm/GW}$** .

Podemos decir que el valor de  $\beta_2$  encontrado es la constante de absorción "efectiva" ya que las medidas realizadas son función de la colección de pares e-h "efectivos" a la salida del dispositivo. Es decir, no todos los pares generados van a ser colectados ya

que también existe su posibilidad de recombinación. Así, el valor de  $\beta_2$  encontrado es todavía más valioso a la hora de establecer parámetros de equivalencia con un ión determinado.

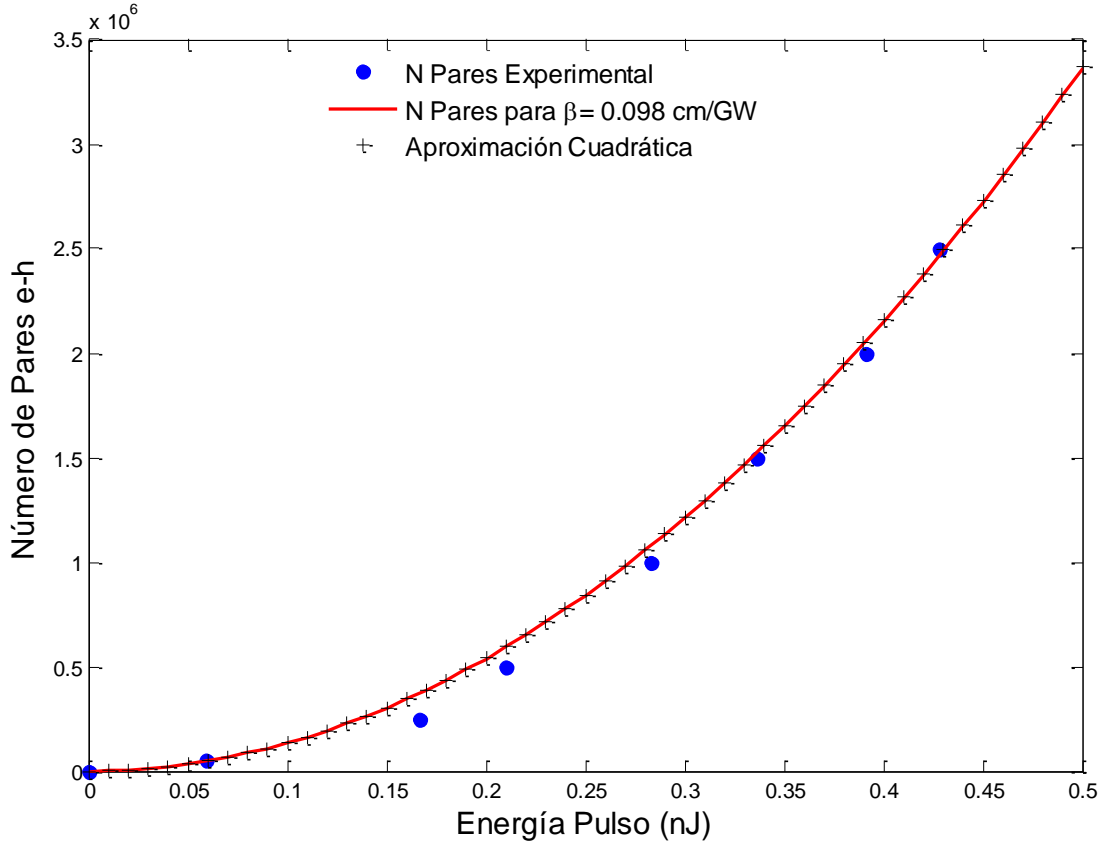


Fig. 4.46. La línea roja representa el número de pares e-h en función de la energía del pulso incidente correspondiente a la Ec. 4.9 para  $\beta_2=0.098$  cm/GW,  $w_0 = 2.5$   $\mu$ m y  $t_p = 80$  fs. Las cruces negras representan la aproximación cuadrática realizada para la determinación de  $\beta_2$  y los círculos azules representan el número de pares e-h en función de la energía del pulso incidente correspondiente a los datos experimentales de la tabla 4.2.

A la hora de realizar el ejercicio de comparación entre el valor experimental de la constante de absorción no lineal que hemos obtenido y los diferentes valores que aparecen en la literatura (Fig. 2.20), observamos que nuestro valor se ajusta al valor que propone “McMorrow-02”. En este trabajo el mismo artículo de investigación se referencia como [MO02]. En él, se propone un valor para  $\beta_2$  de 0.1 cm/GW, como consecuencia de un estudio teórico y alude que su desarrollo experimental lo realizaría con posterioridad. Pues bien, creemos que aquí está la demostración experimental de su propuesta, ya que hasta la fecha no ha habido otra publicación respecto a esta propuesta.

El conocimiento exacto de la constante de absorción no lineal  $\beta_2$  nos permite realizar la equivalencia de los parámetros del láser con el impacto de un ión determinado, al igual que hicimos bajo el modelo de absorción lineal. Si realizamos este ejercicio de equivalencia veamos el ión que estamos emulando para una energía por pulso, un radio de impacto, una duración del pulso y la longitud de onda determinados.

Por ejemplo, una energía por pulso de 0.35 nJ produce una creación de  $1.65 \cdot 10^6$  pares para los parámetros del láser anteriormente especificados. Despejando de la Ec. 2.22, para un capa sensible de espesor  $d=4.7 \mu\text{m}$ , obtenemos un valor de LET de  $5.6 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$ .

Una vez conocido este valor evaluamos la energía de los diferentes iones que pueden impactar con este LET. Así, algunos de los iones con un LET de  $5.6 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$  están representados en la tabla 4.3. Nótese que únicamente iones por encima del ión de Carbono pueden alcanzar ese LET.

Tabla 4.3. Iones con  $\text{LET} = 5.6 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$

Ión	Energía (MeV)	Energía /UMA (MeV/uma)	LET (MeV·cm <sup>2</sup> /mg)	Rango (μm)	2W <sub>0</sub> (μm)
<b>Ti-48</b>	1921	40.04	5.6	904.9	4.16
<b>V-51</b>	2293	45.01	5.6	1074	4.37
<b>Cr-52</b>	2616	50.36	5.6	1219	4.58
<b>Mn-55</b>	3082	56.1	5.6	1430	4.80
<b>Fe-56</b>	3482	62.26	5.6	1609	5.02
<b>Co-59</b>	4058	68.85	5.6	1870	5.24

Podemos decir que el ión de Hierro es el que más se ajusta a todos los parámetros del láser ya que su energía de impacto implica un diámetro de deposición de carga del orden del diámetro del haz láser. Así mismo, el ión de Hierro con una energía de impacto de 2049 MeV, atraviesa una capa de  $4.7 \mu\text{m}$  de espesor en unos 43 fs. Tiempo de tránsito en el mismo orden que la duración del pulso láser.

La irradiación del mismo dispositivo en un acelerador de partículas se realiza con diferentes iones [KO97], entre ellos, el ión de Neón con un LET de  $5.6 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$  que corresponde a una energía de 90 MeV y a un diámetro de generación de carga  $2w_0$  de  $1.6 \mu\text{m}$ . Por lo tanto, sabemos que no estamos reproduciendo fielmente el impacto de este mismo ión, mediante la técnica láser de doble fotón. No obstante, de entre todos los iones equivalentes a la energía del pulso del láser y que tendrían un mismo LET, sabemos lo lejos o cerca estamos de la emulación real de cualquier tipo de ión con los parámetros del láser utilizados para la irradiación.

Comúnmente las investigaciones realizadas establecen la equivalencia ión-láser mediante una sola relación de equivalencia, LET con energía del pulso láser, sin considerar otros parámetros de irradiación muy relevantes. Sin embargo, el resto de parámetros de equivalencia, como es el radio de impacto o el tiempo que se invierte en la deposición de carga, son imprescindibles en cuanto a la evaluación del comportamiento de dispositivos electrónicos bajo radiación ionizante, sobre todo en dispositivos digitales, dado el alto nivel de integración de las nuevas generaciones de dispositivos electrónicos o el aumento considerable en sus frecuencias de trabajo.

#### 4.5.- CONCLUSION.

El desarrollo experimental del modelo teórico de emulación concluye que es posible emular los efectos de la radiación sobre un dispositivo electrónico en un ambiente de radiación espacial mediante la acción de un láser y con sus parámetros de irradiación bien definidos.

Se ha puesto de manifiesto que el modelo teórico bajo absorción lineal tiene un serio inconveniente de aplicabilidad práctica ya que la emulación sólo es posible en las capas sensibles cercanas a la superficie de incidencia del haz. Este hecho limita la reproducción del comportamiento de los efectos de la radiación cósmica ionizante ya que los iones presentes en un ambiente espacial normalmente alcanzan energías altas y sus rangos de penetración superan a los de la acción láser.

Las dificultades prácticas de aplicación del modelo de absorción lineal, por presencia de capas superficiales de metalización que impiden la penetración del haz láser hacia la zona sensible del dispositivo, se contrarrestan con la aplicación de un nuevo y complementario modelo de emulación basado en las propiedades no lineales de absorción o absorción por doble fotón (Two Photon Absorption). La principal ventaja de esta técnica es que permite acceder y detectar todas las zonas sensibles del dispositivo, a cualquier profundidad.

El desarrollo experimental de la técnica TPA, basado en el modelo teórico bajo absorción no lineal, ha permitido determinar el umbral de energía necesario para depositar carga mediante la técnica TPA e incluso se ha determinado el coeficiente de absorción no lineal  $\beta_2$  que gobierna las propiedades de absorción del haz en el interior del semiconductor. Mediante el conocimiento de éste parámetro, se ha podido realimentar el modelo teórico de emulación bajo la técnica TPA estableciéndose la equivalencia entre los parámetros de irradiación y el ión equivalente emulado.

La producción de fallos eléctricos en un dispositivo es el paso inicial para el posterior estudio de su comportamiento, estudio de mitigación de errores o estudio de protección el dispositivo frente a estos eventos. Así, el sistema láser de emulación de entorno espacial nos ha permitido realizar diferentes estudios de comportamiento los cuales están reflejados en las publicaciones que hemos realizado. En el artículo "Modification of the LM124 Single Event Transients by Load Resistors" [FR10] se hace un estudio de la influencia de la resistencia de carga en la forma de los transitorios mediante nuestro sistema láser de emulación de entorno espacial, y también se ha presentado el trabajo "Influence of the Bias Conditions on the Single Event Transients of the LM311 Voltage Comparator" [LO10] en la conferencia europea RADECS 2010 ("11th IEEE European European Conferences on Radiation Effects on Components and Systems") en donde se estudia la influencia de la resistencia de carga y de la polarización del comparador en la forma de los eventos transitorios producidos por la acción láser.



## CONCLUSIONES.

Actualmente, uno de los grandes retos de la industria electrónica espacial es la selección de componentes electrónicos capaces de tolerar la radiación que continuamente bombardea la electrónica embarcada en una sonda espacial. La evolución de la microelectrónica hacia niveles de integración mayores es favorable a la industria ya que la reducción de peso o carga útil de la misión siempre significa una reducción de su coste final. Sin embargo, un dispositivo diseñado con alto nivel de integración inexorablemente ve reducido su nivel de tolerancia a la radiación dado que la sección de material susceptible de sufrir daños aumenta frente a un mismo nivel de radiación. Al contrario de lo que se pueda pensar, la reducción del volumen del dispositivo hace que aumente su sensibilidad ya que el impacto de un rayo cósmico puede afectar simultáneamente a más de una zona sensible.

La reducción de costes que se consigue con la alta integración se contrarresta con los costes que supone la caracterización de estos nuevos dispositivos frente a la radiación. Ensayos que son imprescindibles para garantizar el éxito de la misión y de la inversión.

Con el objetivo de aprovechar las ventajas que la evolución de la electrónica nos ofrece, este trabajo propone y demuestra un método alternativo, simple, efectivo y económico de caracterización de dispositivos electrónicos frente a la acción de la radiación ionizante concluyéndose que:

- 1) El sistema láser de emulación de entorno espacial constituye una alternativa al método tradicional de caracterización de componentes electrónicos que van ser embarcados en una sonda espacial y contribuirá a la reducción de costes de las pruebas de radiación.
- 2) Bajo el estudio de la deposición de carga que produce el haz láser y el impacto de un ión se propone y demuestra una metodología de emulación de los efectos de la radiación basada en la física que gobierna ambos mecanismos de interacción, y que concluye en la equivalencia de parámetros láser / ión. El modelo de irradiación determina el tipo de iones que pueden ser emulados en términos de masa y energía bajo dos técnicas diferentes de generación de carga: absorción lineal (SPA) y absorción no lineal (TPA). Cabe destacar que el estudio del volumen efectivo de deposición de carga producido por el impacto del ión ha permitido establecer una equivalencia inequívoca que determina el ión que está siendo emulado en función del área de irradiación y de la energía del pulso láser. Se adjunta en este trabajo, como Anexo 1, las tablas de equivalencia que se han establecido a partir del trabajo de investigación teórico y experimental para  $\lambda=800$  nm, 1000 nm y 1300 nm.
- 3) El sistema láser de emulación de entorno espacial se ha implementado con éxito de tal forma que cumple con los requisitos definidos en los modelos teóricos de emulación. Se han caracterizado diferentes dispositivos electrónicos para diferentes parámetros de configuración de la irradiación láser.

En este sentido, se realizan mapas de sensibilidad que exigen una sincronía entre el disparo láser, la captura de los datos y el movimiento del dispositivo hacia el siguiente punto de disparo.

- 4) El análisis de los datos capturados también se ha realizado con éxito consiguiendo extraer la información relevante a través de la programación de rutinas de análisis y extracción de datos. La representación de los mismos también ha sido objeto de análisis y se ha conseguido mostrar la información del comportamiento del dispositivo mediante mapas 2D y 3D para que sea fácil analizarla de un sólo vistazo.
- 5) Finalmente, la determinación experimental del coeficiente de absorción no lineal en nuestro sistema, ha permitido utilizar el modelo teórico TPA y conocer el ión que está siendo emulado mediante la configuración del láser. Este resultado es muy importante porque mediante la técnica TPA hemos demostrado experimentalmente que se puede acceder a cualquier capa sensible y por tanto se puede evaluar el comportamiento del dispositivo completo. Así mismo, consideramos que la técnica TPA es mucho más ventajosa que la técnica SPA para la reproducción de los efectos de la radiación en el dispositivo.
- 6) La limitación en la capacidad de emulación de iones de baja energía respecto al área de impacto de la irradiación es una desventaja del modelo de emulación pero, en realidad, no es un inconveniente porque sigue interesando evaluar dispositivos de manera complementaria a las energías que se pueden conseguir en aceleradores lineales.

Toda la memoria se ha realizado basándonos en el comportamiento de dispositivos analógicos ya que la carga depositada por el haz láser se refleja en su salida de una manera proporcional. En este punto, el desarrollo del modelo nos permitirá evaluar el comportamiento de dispositivos digitales frente a la irradiación, cuya respuesta a la acción ionizante es exclusivamente función de que la carga depositada supere un nivel de carga crítica que produzca un cambio de estado. Los resultados que hemos obtenido y el nivel de conocimiento alcanzado nos permitirán analizar la aparición o no de cambios de estado ya que seremos capaces de diferenciar si es porque no accedemos a las zonas sensibles del dispositivo o porque aún accediendo a ellas, la carga depositada no supera el nivel de carga crítica necesario para producir un cambio de estado. Actualmente estamos desarrollando esta línea de investigación gracias a la concesión del proyecto enmarcado en el Plan Nacional del Espacio y concedido por el Ministerio de Ciencia e Innovación AYA-2009-13300-C03-3 "Emulación por láser de la radiación cósmica en memorias y comparación con la radiación natural e inducida"

Durante el desarrollo de la investigación no se ha podido realizar la caracterización de los dispositivos irradiados en un acelerador de partículas, principalmente por el inconveniente que supone el alto desembolso económico que supone la realización de este tipo de ensayos. No obstante, dado que este trabajo se orienta hacia una estandarización del método de emulación, la Agencia Espacial Europea (ESA) se ha

interesado en este proyecto y es probable que proponga la tarea de homologación de los procedimientos descritos en este trabajo. Para ello, se nos ha propuesto la realización del proyecto SEIC-2010-00089 "Validación de los efectos de la radiación láser para emular la radiación cósmica ionizante en dispositivos electrónicos" en sus instalaciones de Noordwijk (Holanda). Proyecto que será financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación mediante el Subprograma de Especialización en Infraestructuras Científicas y Organismos Internacionales.





## ANEXO 1: TABLAS DE EQUIVALENCIA LÁSER / IÓN

### TÉCNICA SPA: Equivalencia de parámetros LÁSER / IÓN para $\lambda = 800$ y $1000$ nm.

- 1) El cálculo de los parámetros de equivalencia se realiza, representativamente, para los iones del H al Fe y para el Cs, Pb y Ra.
- 2) **D. equiv:** corresponde a la longitud máxima del cilindro equivalente para un factor de equivalencia del 63%.
- 3) **Max. Dis. Zona Activa:** corresponde a la máxima distancia que puede penetrar el haz, alcanzando el nivel de energía requerido para la emulación, considerando que la energía máxima incidente del pulso es de 7.5 nJ (límite de ablación).

Ión	Masa (uma)	$2w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$E_{\text{ion}}$ (MeV)	$\text{LET}_{\text{ion}}$ ( $\text{MeVcm}^2/\text{mg}$ )	$\text{Rango}_{\text{ion}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda=800$ nm			$\lambda=1000$ nm		
						D equiv. ( $\mu\text{m}$ )	E pulso (fJ)	Max. Dis. Zona Activa ( $\mu\text{m}$ )	D equiv. ( $\mu\text{m}$ )	E pulso (fJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>H</b>	1.008	1	3.3	0.08	107.2	3	24.2	636	2	228.1	8.1
		1.5	8.6	0.04	544.1	4	12.6	644	3	114.4	8.2
		2	16.9	0.02	1771	5.4	6.6	652	7	57.9	8.3
		2.5	28.5	0.02	4466	5.4	6.6	652	10	58.5	8.3

Ión	Masa (uma)	$2w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$E_{\text{ion}}$ (MeV)	$\text{LET}_{\text{ion}}$ ( $\text{MeVcm}^2/\text{mg}$ )	$\text{Rango}_{\text{ion}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda=800$ nm			$\lambda=1000$ nm		
						D equiv. ( $\mu\text{m}$ )	E pulso (fJ)	Max. Dis. Zona Activa ( $\mu\text{m}$ )	D equiv. ( $\mu\text{m}$ )	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>He</b>	4.003	1	13.2	0.32	108.7	3	96.7	620	2	0.9	7.9
		1.5	34.2	0.16	539.4	4	50.3	628	3	0.5	8.0
		2	67.1	0.09	1750	5.4	29.9	634	7	0.3	8.1
		2.5	113.2	0.06	4423	5.4	19.9	639	10	0.2	8.1

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (fJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Li</b>	6.941	1	23.0	0.72	90.44	3	216.0	611	2	2.0	7.8
		1.5	59.3	0.36	419.4	4	112.8	618	3	1.0	7.9
		2	116.4	0.21	1342	5.4	70.7	624	7	0.6	7.9
		2.5	196.3	0.14	3371	5.4	46.9	629	10	0.4	8.0

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (fJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Be</b>	9.0122	1	29.8	1.24	70.33	3	374.6	604	2	3.5	7.7
		1.5	77.1	0.63	314.9	4	198.2	612	3	1.8	7.8
		2	151.1	0.38	993.7	5.4	124.7	617	7	1.1	7.9
		2.5	254.9	0.25	2489	5.4	82.7	622	10	0.7	7.9

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>B</b>	10.811	1	35.8	1.906	57.23	3	0.6	599	2	5.4	7.6
		1.5	92.4	0.995	243.9	4	0.3	606	3	2.8	7.7
		2	181.3	0.5939	759.3	5.4	0.2	612	7	1.7	7.8
		2.5	305.7	0.394	1890	5.4	0.1	616	10	1.2	7.9

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>C</b>	12.0107	1	39.7	2.632	47.33	3	0.8	595	2	7.5	7.6
		1.5	102.7	1.404	195.5	4	0.4	602	3	4.0	7.7
		2	201.4	0.8417	599.8	5.4	0.3	608	7	2.4	7.7
		2.5	339.7	0.5588	1487	5.4	0.2	612	10	1.6	7.8

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>N</b>	14.0067	1	46.3	3.466	43.2	3	1.0	592	2	9.9	7.5
		1.5	119.8	1.895	172.3	4	0.6	599	3	5.4	7.6
		2	234.9	1.144	519.9	5.4	0.4	604	7	3.3	7.7
		2.5	396.1	0.7605	1281	5.4	0.3	609	10	2.2	7.7

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>O</b>	15.9994	1	52.9	4.373	40.21	3	1.3	589	2	12.5	7.5
		1.5	136.8	2.45	155.2	4	0.8	596	3	7.0	7.6
		2	268.3	1.491	460.7	5.4	0.5	601	7	4.3	7.6
		2.5	452.5	0.993	1126	5.4	0.3	606	10	2.9	7.7

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>F</b>	18.9984	1	62.8	5.346	40.05	3	1.6	587	2	15.2	7.4
		1.5	162.4	3.063	150.2	4	1.0	593	3	8.8	7.5
		2	318.6	1.881	438.6	5.4	0.6	598	7	5.4	7.6
		2.5	537.3	1.256	1064	5.4	0.4	603	10	3.7	7.7

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Ne</b>	20.1797	1	66.8	6.342	36.7	3	1.9	585	2	18.1	7.4
		1.5	172.5	3.705	134	4	1.2	591	3	10.6	7.5
		2	338.4	2.081	478.2	5.4	0.7	597	7	6.0	7.6
		2.5	570.7	1.389	1162	5.4	0.5	602	10	4.1	7.7

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Na</b>	22.9898	1	76.0	7.449	36.44	3	2.3	583	2	21.2	7.4
		1.5	196.6	4.449	129.2	4	1.4	589	3	12.7	7.5
		2	385.5	2.785	367.1	5.4	0.9	593	7	8.1	7.5
		2.5	650.2	1.871	875.9	5.4	0.6	598	10	5.5	7.6

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Mg</b>	24.305	1	80.4	8.514	34.34	3	2.6	581	2	24.3	7.4
		1.5	207.8	5.157	119.7	4	1.6	587	3	14.8	7.4
		2	407.6	3.263	334.7	5.4	1.1	592	7	9.5	7.5
		2.5	687.4	2.482	608.6	5.4	0.8	595	10	7.3	7.6

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Al</b>	26.9815	1	89.3	9.709	34.22	3	2.9	580	2	27.7	7.4
		1.5	230.7	6	116.3	4	1.9	585	3	17.2	7.4
		2	452.5	3.841	319.9	5.4	1.3	590	7	11.1	7.5
		2.5	763.1	2.819	630.3	5.4	0.9	593	10	8.2	7.5

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Si</b>	28.0855	1	92.9	10.87	32.37	3	3.3	579	2	31.0	7.3
		1.5	240.1	6.823	107.9	4	2.1	584	3	19.5	7.4
		2	471.0	4.41	293.3	5.4	1.5	588	7	12.8	7.5
		2.5	794.3	3.003	682.4	5.4	1.0	593	10	8.8	7.5

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>P</b>	30.9738	1	102.5	12.09	32.73	3	3.7	577	2	34.5	7.3
		1.5	264.8	7.713	106.9	4	2.4	582	3	22.1	7.4
		2	519.4	5.035	286.6	5.4	1.7	587	7	14.6	7.5
		2.5	876.0	3.447	661.2	5.4	1.1	591	10	10.1	7.5

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>S</b>	32.0666	1	106.1	13.3	31.31	3	4.0	576	2	37.9	7.3
		1.5	274.2	8.605	100.5	4	2.7	581	3	24.6	7.4
		2	537.8	5.667	266.4	5.4	1.9	585	7	16.4	7.4
		2.5	906.9	3.9	609.8	5.4	1.3	590	10	11.4	7.5

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Cl</b>	35.4527	1	117.3	14.49	32.21	3	4.4	575	2	41.3	7.3
		1.5	303.1	9.487	101.9	4	3.0	580	3	27.1	7.4
		2	594.6	6.293	267.6	5.4	2.1	584	7	18.2	7.4
		2.5	1002.6	4.351	608.4	5.4	1.4	588	10	12.7	7.5

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Ar</b>	39.948	1	132.1	15.79	34	3	4.8	574	2	45.0	7.3
		1.5	341.5	10.51	105.5	4	3.3	579	3	30.1	7.3
		2	669.9	7.039	273.6	5.4	2.3	583	7	20.4	7.4
		2.5	1129.8	4.897	616.9	5.4	1.6	587	10	14.3	7.5

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>K</b>	39.0983	1	129.3	17.06	31.16	3	5.2	573	2	48.6	7.3
		1.5	334.3	11.5	95.29	4	3.6	577	3	32.9	7.3
		2	655.7	7.762	244.5	5.4	2.6	581	7	22.5	7.4
		2.5	1105.7	5.428	547.2	5.4	1.8	586	10	15.9	7.4

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Ca</b>	40.078	1	132.6	18.33	30.17	3	5.5	572	2	52.3	7.3
		1.5	342.6	12.5	91.13	4	3.9	576	3	35.8	7.3
		2	672.1	8.516	230.6	5.4	2.8	580	7	24.7	7.4
		2.5	1133.4	5.988	512.6	5.4	2.0	584	10	17.5	7.4



Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Sc</b>	44.9559	1	148.7	19.63	32.04	3	5.9	572	2	56.0	7.2
		1.5	384.4	13.57	95.09	4	4.3	576	3	38.8	7.3
		2	753.9	9.308	239	5.4	3.1	579	7	27.0	7.4
		2.5	1271.4	6.579	527.5	5.4	2.2	583	10	19.2	7.4

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Ti</b>	47.867	1	158.3	20.93	32.43	3	6.3	571	2	59.7	7.2
		1.5	409.2	14.65	94.89	4	4.6	575	3	41.9	7.3
		2	802.7	10.12	236.2	5.4	3.4	578	7	29.3	7.3
		2.5	1353.7	7.192	517.9	5.4	2.4	582	10	21.0	7.4

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>V</b>	50.9415	1	168.5	22.2	32.91	3	6.7	570	2	63.3	7.2
		1.5	435.5	15.72	95.15	4	4.9	574	3	45.0	7.3
		2	854.3	10.93	234.9	5.4	3.6	577	7	31.7	7.3
		2.5	1440.7	7.802	511.7	5.4	2.6	581	10	22.8	7.4

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Cr</b>	51.9961	1	172.0	23.49	32.13	3	7.1	570	2	67.0	7.2
		1.5	444.5	16.81	91.77	4	5.3	573	3	48.1	7.3
		2	872.0	11.76	224.6	5.4	3.9	577	7	34.1	7.3
		2.5	1470.5	8.438	486.3	5.4	2.8	580	10	24.7	7.4

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Mn</b>	54.938	1	181.7	24.79	32.54	3	7.5	569	2	70.7	7.2
		1.5	469.7	25.16	30.48	4	7.9	568	3	72.0	7.2
		2	921.3	12.63	222.9	5.4	4.2	576	7	36.6	7.3
		2.5	1553.7	9.102	479.8	5.4	3.0	580	10	26.6	7.4

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Fe</b>	55.845	1	184.7	26.09	31.78	3	7.9	568	2	74.4	7.2
		1.5	477.5	19.07	88.72	4	6.0	572	3	54.5	7.2
		2	936.5	13.53	213.4	5.4	4.5	575	7	39.2	7.3
		2.5	1579.4	9.791	456.7	5.4	3.3	579	10	28.6	7.3

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Cs</b>	132.905	1	439.6	62.24	38.55	3	18.8	558	2	177.5	7.1
		1.5	1136.3	55.24	89.16	4	17.4	559	3	158.0	7.1
		2	2228.9	44.66	184.1	5.4	14.8	561	7	129.4	7.1
		2.5	3758.7	35.42	350.5	5.4	11.8	564	10	103.6	7.1

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Pb</b>	207.2	1	685.4	92.49	44.24	3	27.9	553	2	263.7	7.0
		1.5	1771.5	90.04	94.6	4	28.3	553	3	257.5	7.0
		2	3474.8	78.26	181.7	5.4	26.0	554	7	226.7	7.0
		2.5	5859.8	65.59	325.2	5.4	21.8	556	10	191.8	7.1

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	λ=800 nm			λ=1000 nm		
						D equiv. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (μm)	D equi. (μm)	E pulso (pJ)	Max. Dis. Zona Activa (mm)
<b>Ra</b>	226.03	1	747.7	98.81	45.82	3	29.8	553	2	281.7	7.0
		1.5	1932.5	97.58	96.84	4	30.7	552	3	279.1	7.0
		2	3790.6	85.81	184	5.4	28.5	553	7	248.6	7.0
		2.5	6392.4	72.6	326	5.4	24.1	555	10	212.3	7.0

### TÉCNICA TPA : Equivalencia de parámetros LÁSER / IÓN para $\lambda=1300$ nm

- 1) El cálculo de los parámetros de equivalencia se realiza, representativamente, para los iones del H al Fe y para el Cs, Pb y Ra.
- 2) En este caso el cálculo de la máxima distancia de la zona activa se omite ya que bajo TPA se puede alcanzar cualquier profundidad con el nivel de energía requerido para la emulación.

Ión	Masa (uma)	$2w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$E_{\text{ion}}$ (MeV)	$\text{LET}_{\text{ion}}$ ( $\text{MeVcm}^2/\text{mg}$ )	Rango <sub>ion</sub> ( $\mu\text{m}$ )	D equiv. ( $\mu\text{m}$ )	E pulso (pJ)
<b>H</b>	1.008	1.5	3.7	0.07	129.6	3.0	7.9
		2	7.3	0.04	410.1	5.0	6.0
		2.5	12.3	0.03	1014.0	6.0	5.2

Ión	Masa (uma)	$2w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$E_{\text{ion}}$ (MeV)	$\text{LET}_{\text{ion}}$ ( $\text{MeVcm}^2/\text{mg}$ )	Rango <sub>ion</sub> ( $\mu\text{m}$ )	D equiv. ( $\mu\text{m}$ )	E pulso (pJ)
<b>He</b>	4.003	1.5	14.7	0.30	129.7	3.0	16.4
		2	28.9	0.18	403.9	5.0	12.7
		2.5	48.7	0.12	996.7	6.0	10.3

Ión	Masa (uma)	$2w_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$E_{\text{ion}}$ (MeV)	$\text{LET}_{\text{ion}}$ ( $\text{MeVcm}^2/\text{mg}$ )	Rango <sub>ion</sub> ( $\mu\text{m}$ )	D equiv. ( $\mu\text{m}$ )	E pulso (pJ)
<b>Li</b>	6.941	1.5	25.5	0.67	106.0	3.0	24.4
		2	50.1	0.41	315.8	5.0	19.1
		2.5	84.5	0.27	768.7	6.0	15.5

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	D equiv. (μm)	E pulso (pJ)
<b>Be</b>	9.0122	1.5	33.2	1.16	82.5	3.0	32.2
		2	65.0	0.72	237.4	5.0	25.4
		2.5	109.7	0.48	571.6	6.0	20.7

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	D equiv. (μm)	E pulso (pJ)
<b>B</b>	10.811	1.5	39.8	1.79	66.5	3.0	40.0
		2	78.0	1.13	185.4	5.0	31.8
		2.5	131.6	0.76	439.2	6.0	26.1

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	D equiv. (μm)	E pulso (pJ)
<b>C</b>	12.0107	1.5	44.2	2.47	54.9	3.0	47.0
		2	86.7	1.59	149.4	5.0	37.7
		2.5	146.2	1.08	348.9	6.0	31.1

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	D equiv. (μm)	E pulso (pJ)
<b>N</b>	14.0067	1.5	51.5	3.27	49.8	3.0	54.1
		2	101.1	2.14	132.4	5.0	43.8
		2.5	170.5	1.46	304.3	6.0	36.2

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	D equiv. (μm)	E pulso (pJ)
<b>O</b>	15.9994	1.5	58.9	4.13	46.3	3.0	91.1
		2	115.5	2.75	119.9	5.0	74.4
		2.5	194.7	1.90	271.4	6.0	61.9

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	D equiv. (μm)	E pulso (nJ)
<b>F</b>	18.9984	1.5	69.9	5.07	45.9	3.0	0.10
		2	137.1	3.43	116.6	5.0	0.08
		2.5	231.2	2.39	260.2	6.0	0.07

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	D equiv. (μm)	E pulso (nJ)
<b>Ne</b>	20.1797	1.5	74.3	6.03	41.9	3.0	0.11
		2	145.6	4.13	104.4	5.0	0.09
		2.5	245.6	2.91	229.9	6.0	0.08

Ión	Masa (uma)	2w <sub>0</sub> (μm)	E <sub>ion</sub> (MeV)	LET <sub>ion</sub> (MeVcm <sup>2</sup> /mg)	Rango <sub>ion</sub> (μm)	D equiv. (μm)	E pulso (nJ)
<b>Na</b>	22.9898	1.5	84.6	7.09	41.5	3.0	0.12
		2	165.9	4.94	101.6	5.0	0.10
		2.5	279.8	3.51	220.9	6.0	0.08

<b>Ión</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Mg</b>	24.305	1.5	89.4	8.13	39.0	3.0	0.13
		2	175.4	5.72	94.1	5.0	0.11
		2.5	295.8	4.10	202.5	6.0	0.16

<b>Ión</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Al</b>	26.9815	1.5	99.3	9.29	38.7	3.0	0.12
		2	194.7	6.63	91.8	5.0	0.10
		2.5	328.4	4.80	195.0	6.0	0.17

<b>Ión</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Si</b>	28.0855	1.5	103.3	10.42	36.6	3.0	0.12
		2	202.7	7.52	85.5	5.0	0.11
		2.5	341.8	5.48	179.8	6.0	0.17

<b>Ión</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>P</b>	30.9738	1.5	114.0	11.61	36.9	3.0	0.17
		2	223.6	8.47	85.0	5.0	0.15
		2.5	377.0	6.23	176.8	6.0	0.24

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>S</b>	32.0666	1.5	118.0	12.80	35.2	3.0	0.18
		2	231.4	9.43	80.1	5.0	0.16
		2.5	390.3	6.98	165.2	6.0	0.25

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Cl</b>	35.4527	1.5	130.4	13.96	36.2	3.0	0.19
		2	255.9	10.38	81.4	5.0	0.17
		2.5	431.5	7.73	166.6	6.0	0.26

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Ar</b>	39.948	1.5	147.0	15.26	38.0	3.0	0.20
		2	288.3	11.48	84.3	5.0	0.18
		2.5	486.2	8.62	170.6	6.0	0.27

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>K</b>	39.0983	1.5	334.3	11.5	95.29	3.0	0.21
		2	655.7	7.762	244.5	5.0	0.18
		2.5	1105.7	5.428	547.2	6.0	0.28



<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Ca</b>	40.078	1.5	147.5	17.75	33.7	3.0	0.22
		2	289.3	13.60	73.2	5.0	0.19
		2.5	487.8	10.34	145.9	6.0	0.28

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Sc</b>	44.9559	1.5	165.4	19.04	35.8	3.0	0.23
		2	324.5	14.72	76.9	5.0	0.20
		2.5	547.2	11.26	151.9	6.0	0.29

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Ti</b>	47.867	1.5	176.1	20.33	36.1	3.0	0.24
		2	345.5	15.85	76.9	5.0	0.26
		2.5	582.6	12.20	150.8	6.0	0.37

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>V</b>	50.9415	1.5	187.4	21.59	36.6	3.0	0.31
		2	367.7	16.97	77.3	5.0	0.27
		2.5	620.0	13.13	150.5	6.0	0.38

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Cr</b>	51.9961	1.5	191.3	22.87	35.7	3.0	0.32
		2	375.3	18.12	74.7	5.0	0.28
		2.5	632.9	14.09	144.5	6.0	0.39

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Mn</b>	54.938	1.5	202.1	24.17	36.1	3.0	0.33
		2	396.5	19.30	75.0	5.0	0.29
		2.5	668.7	15.09	144.0	6.0	0.40

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Fe</b>	55.845	1.5	205.5	25.47	35.3	3.0	0.34
		2	403.1	20.49	72.6	5.0	0.30
		2.5	679.7	16.11	138.4	6.0	0.57

<b>Íón</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Cs</b>	132.905	1.5	489.0	62.06	42.0	3.0	0.57
		2	959.2	57.32	75.7	5.0	0.53
		2.5	1617.6	50.05	128.5	6.0	0.67

<b>ión</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Pb</b>	207.2	1.5	762.4	93.12	47.8	3.0	0.719
		2	1495.5	91.80	81.6	5.0	0.694
		2.5	2521.9	84.72	131.5	6.0	0.689

<b>ión</b>	<b>Masa (uma)</b>	<b>2w<sub>0</sub> (μm)</b>	<b>E<sub>ion</sub> (MeV)</b>	<b>LET<sub>ion</sub> (MeVcm<sup>2</sup>/mg)</b>	<b>Rango<sub>ion</sub> (μm)</b>	<b>D equiv. (μm)</b>	<b>E pulso (nJ)</b>
<b>Ra</b>	226.03	1.5	831.7	99.63	49.5	3.0	0.748
		2	1631.4	99.21	83.7	5.0	0.725
		2.5	2751.1	92.36	133.8	6.0	0.725

## ANEXO 2: TABLA PERIÓDICA DE LOS ELEMENTOS

	Ia	IIa	IIIb	IVb	Vb	VIb	VIIb	VIII		Ib	IIb	IIa	IVa	Va	VIa	VIIa	0	
1	1																2	
	H																He	
	1,00794																4,0026	
2	3	4											5	6	7	8	9	10
	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
	6,941	9,0122											10,811	12,0107	14,0067	15,9994	18,9984	20,1797
3	11	12											13	14	15	16	17	18
	Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
	22,9898	24,3050											26,9815	28,0855	30,9738	32,066	35,4527	39,948
4	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
	39,0983	40,078	44,9559	47,867	50,9415	51,9961	54,9380	55,845	58,9332	58,6934	63,546	65,39	69,723	72,61	74,9216	78,96	79,904	83,80
5	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54
	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
	85,4678	87,62	88,9059	91,224	92,9064	95,94	(98,9063)	101,07	102,905	106,42	107,8682	112,411	114,818	118,710	121,760	127,60	126,9045	131,29
6	55	56	57 *	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
	132,905	137,327	138,906	178,49	180,948	183,84	186,207	190,23	192,217	195,078	196,967	200,59	204,383	207,2	208,980	(208,98)	(209,99)	(222,02)
7	87	88	89 *	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118
	Fr	Ra	Ac	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Uun	Uuu	Uub	Uut	Uuq	Uup	Uuh	Uus	Uuo
	(223,02)	(226,03)	(227,03)	(261,11)	(262,11)	(263,12)	(264,12)	(265,13)	(268)	(269)	(272)	(277)	( )	(285)	( )	(289)	( )	(293)
				58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	
Serie lantánidos				Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu	
				140,116	140,908	144,24	(144,913)	150,36	151,964	157,25	158,925	162,50	164,930	167,26	168,934	173,04	174,967	
				90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103	
Serie actínidos				Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr	
				232,038	231,036	238,029	(237,048)	(244,06)	(243,06)	(247,07)	(247,07)	(251,08)	(252,08)	(257,10)	(258,10)	(259,10)	(262,11)	

Masas Atómicas en uma.  
Algunos elementos del 113 al 118  
son desconocidos actualmente.



**BIBLIOGRAFÍA**

- [AD06] P. C. Adell, A. F. Witulski, R. D. Schrimpf, R. Marec, V. Pouget, P. Calvel, and F. Bezerra, "Single event-induced instability in linear voltage regulators," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 3506–3511, December 2006.
- [AK02] A. Akkerman and J. Barak, "Ion-track structure and its effects in small size volumes of silicon", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 49, pp. 3022–3031, December 2002.
- [AL03] B. Alpat, R. Battiston, M. Bizzarri, D. Caraffini, E. Fiori, A. Papi, M. Petasecca, and A. Pontetti, "The radiation sensitivity mapping of ICs using an IR pulsed laser system," Microelectronics Reliability, vol. 43, pp. 981–984, June 2003.
- [ANE00] G. Anelli "Conception et caracterisation de circuits integrés resistants aux radiations pour les detecteurs de particules du LHC en technologies CMOS submicroniques profondes", Tesis doctoral, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2000.
- [ANG00] F. Anghinolfi, "Radiation Hard Electronics", CERN training course, Ginebra (Suiza), 10-12 de Abril de 2000.
- [AR04] J. M. Armani, G. Simon, and P. Poirot, "Low-Energy Neutron Sensitivity of Recent Generation SRAMs," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 51, pp. 2811-2816, December 2004.
- [BA05] R. Baumann, "Nuclear and Space Radation Effects Conference Short Course Notebook", Insitute of Electrical Electronics Engineer, Cap. II, July 2005.
- [BA98] C. Barillot, O. Serres, R. Marec and P. Calvel, "Effects of reliability screening tests on bipolar integrated circuits during total dose irradiation", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 45, nº 6, pp. 2638-2643, December 1998.
- [BE30] H. Bethe, "Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie", Annalen der Physik, Volume 397 Issue 3, Pages 325 - 400. 1930.
- [BO02] Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, A. L. Sternberg, R. L. Pease, S. Buchner, J. W. Howard, D. McMorro, M. W. Savage, and C. Poivey, "Circuit modeling of the LM124 operational amplifier for analog single-event transient analysis," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 49, pp. 3090–3096, December 2002.

- [BO03] T. F. Boggess, K. M. Bohnert, K. Mansour, S. C. Moss, I. W. Boyd, and A. L. Smirl, "Simutaneous measurement of the two-photon coefficient and free-carrier cross section above the bandgap of crystalline silicon", *IEEE J. Quant. Elect.*, vol. 22, pp. 360–368, Feb. 1986.
- [BO04] Y. Boulghassoul, S. Buchner, D. McMorrow, V. Pouget, L. W. Massengill, P. Fouillat, W. T. Holman, C. Poivey, J. W. Howard, M. Savage, and M. C. Maher, "Investigation of millisecond-long analog single-event transients in the LM6144 op amp," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 3529–3536, December 2004.
- [BU00a] S. P. Buchner, T. J. Meehan, A. B. Campbell, K. A. Clark, and D. McMorrow, "Characterization of single-event upsets in a flash analog-to-digital converter (AD9058)," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, pp. 2358–2364, December 2000.
- [BU00b] S. Buchner, A. B. Campbell, T. Meehan, K. A. Clark, D. McMorrow, C. Dyer, C. Sanderson, C. Comber, and S. Kuboyama, "Investigation of single-ion multiple-bit upsets in memories onboard a space experiment," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, pp. 705–711, June 2000.
- [BU02] S. Buchner, D. McMorrow, A. Sternberg, L. Massengill, R. L. Pease, and M. Maher, "Single-event transient (SET) characterization of an LM119 voltage comparator: an approach to set model validation using a pulsed laser," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 1502–1508, June 2002.
- [BU04a] S. Buchner, J. J. Howard, C. Poivey, D. McMorrow, and R. Pease, "Pulsed-laser testing methodology for single event transients in linear devices," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 3716–3722, December 2004.
- [BU04b] S. Buchner, M. A. Carts, D. McMorrow, K. Hak, P. W. Marshall, and K. A. Label, "Characteristics of single-event upsets in a fabric switch (AD8151)," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 2840– 2845, October 2004.
- [BU04c] S. Buchner, D. McMorrow, C. Poivey, J. J. Howard, Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, R. Pease, and M. Savage, "Comparison of single-event transients induced in an operational amplifier (LM124) by pulsed laser light and a broad beam of heavy ions," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 2776– 2781, October 2004.
- [BU05a] S. Buchner and D. McMorrow, "Evolving Issues for the Application of Microelectronics in Space", NSREC Short Course Notebook, ch. IV. Single Event Transients in Linear Integrated Circuits. Seattle (USA): IEEE, July 2005.
- [BU05b] S. Buchner, A. B. Campbell, A. Sternberg, L. Massengill, D. McMorrow, and C. Dyer, "Validity of using a fixed analog input for evaluating the SEU

- sensitivity of a flash analog-to-digital converter," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 52, pp. 462–467, February 2005.
- [BU90] S. Buchner, K. Kang, W. J. Stapor, A. B. Campbell, A. R. Knudson, P. McDonald, and S. Rivet, "Pulsed laser-induced SEU in integrated circuits: a practical method for hardness assurance testing," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 37, pp. 1825–1831, December 1990.
- [BU94] S. Buchner, J. B. Langworthy, W. J. Stapor, A. B. Campbell, and S. Rivet, "Implications of the spatial dependence of the single-event-upset threshold in SRAMs measured with a pulsed laser," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 41, pp. 2195–2202, December 1994.
- [BU96a] S. Buchner, A. B. Campbell, T. Weatherford, A. Knudson, P. McDonald, D. McMorrow, B. Fischer, S. Metzger, and M. Schlog, "Charge collection in GaAs MESFET circuits using a high energy microbeam," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 43, pp. 2897–2903, December 1996.
- [BU96b] S. P. Buchner, A. B. Campbell, D. McMorrow, J. S. Melinger, M. Masti, and Y. J. Chen, "Modification of single event upset cross section of an SRAM at high frequencies," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 43, pp. 924–930, June 1996.
- [CH03] W. Chen, V. Pouget, H. J. Barnaby, J. D. Cressler, G. Niu, P. Fouillat, Y. Deval, and D. Lewis, "Investigation of single-event transients in voltage-controlled oscillators," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 50, pp. 2081–2087, December 2003.
- [CH05] A. M. Chugg, R. Jones, M. J. Moutrie, P. H. Duncan, R. H. Sorensen, S. Mattsson, S. Larsson, R. Fitzgerald, and T. O'Shea, "Laser simulation of single event effects in pulse width modulators," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 52, pp. 2487–2494, December 2005.
- [CH06] W. Chen, V. Pouget, G. K. Gentry, H. J. Barnaby, B. Vermeire, B. Bakaloglu, K. Kiaei, K. E. Holbert, and P. Fouillat, "Radiation hardened by design rf circuits implemented in 0.13 mm CMOS technology," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 3449–3454, December 2006.
- [CO04] E. Coynea, J.P. Mageeb, P. Mannionb, G.M. O'Connorb, T.J. Glynnb, "Characterisation of laser ablation of silicon using a Gaussian wavefront and computer generated wavefront reconstruction", Applied Surface Science, vol. 229 , pp. 148–160, 2004
- [DA02a] F. Darracq, H. Lapuyade, N. Buard, F. Mounsi, B. Foucher, P. Fouillat, M. C. Calvet, and R. Dufayel, "Backside SEU laser testing for commercial off-the-shelf SRAMs," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 49, pp. 2977–2983, December 2002
- [DA02b] F. Darracq, T. Beauchene, V. Pouget, H. Lapuyade, D. Lewis, P. Fouillat, and A. Touboul, "Single-event sensitivity of a single SRAM cell," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 49, pp. 1486–1490, June 2002.



- [DA03] F. Darracq, H. Lapuyade, V. Pouget, and P. Fouillat, "A non-linear model to express laser-induced SRAM cross-sections versus an effective laser LET," in Proceedings of the 7th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS), (Noordwijk Aan Zee (The Netherlands)), pp. 107–112, September 2003.
- [DA93] M. R. Darwish, M. A. Shibib, M. R. Pinto and J. L. Titus, "Single Event Rupture of Power DMOS Transistors", Proceedings of the Electron Devices Meeting, pp. 671-674, Washington (USA), December 1993.
- [DE00] M. Dentan, "Radiation Effects on Electronics Components and Circuits", CERN training course, Ginebra (Suiza), 10-12 de Abril de 2000.
- [DO05] A. Douin, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, and P. Perdu, "Electrical modeling for laser testing with different pulse durations," in 11th IEEE International On-Line Testing Symposium, 2005 (IOLTS 2005), (St. Raphael (France)), pp. 9–13, July, 6-8 2005.
- [DO06] A. Douin, V. Pouget, F. Darracq, D. Lewis, P. Fouillat, and P. Perdu, "Influence of laser pulse duration in single event upset testing," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 1799–1805, August 2006.
- [DU94] H. Dussaul, J.W. Howard, R.C. Block, M.R. Pinto, W.J. Staport and A.R.Knudson, "The effects of ion track structure in simulating single event phenomena", IEEE Transactions on Nuclear Science, 2004.
- [DU00] S. Duzellier, D. Falguere, L. Guibert, V. Pouget, P. Fouillat, and R. Ecoffet, "Application of laser testing in study of SEE mechanisms in 16-mbit DRAMs," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 47, pp. 2392–2399, December 2000.
- [FE06] V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, D. McMorro, J. S. Melinger, A. B. Campbell, M. Gaillardin, O. Faynot, O. Thomas, G. Barna, and B. Giffard, "Analysis of the transient response of high performance 50-nm partially depleted SOI transistors using a laser probing technique," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 1825–1833, August 2006.
- [FR05] Franco, F. J., "El amplificador Operacional bajo radiación de neutrones rápidos y consecuencias en otros dispositivos", Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid, 2005.
- [FR10] Franco, F. J., Lopez-Calle, I., Izquierdo, J. G. & Agapito, J. A., "Modification of the LM124 Single Event Transients by Load Resistors", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol:57-1, pp: 358-365. Febrero, 2010.
- [GE03] J. George et al., "SEE Sensitivity Trends in Non-hardened High Density SRAMs with Sub-micron Feature Sizes," in IEEE Radiation Effects Data Workshop Rec., pp. 83-88, July 2003.
- [GI00] K. Gill, "Radiation effects on electronics components and systems for the LHC", CERN training course, Ginebra (Suiza), 10-12 de Abril de 2000.

- [GR83] Grebene, A.B., "Bipolar and MOS Analog Integrated Circuit Design", p. 84, John Wiley & Sons. 1983.
- [GR95] Green, M.A. and Keevers, M. "Optical properties of intrinsic silicon at 300 K", Progress in Photovoltaics, p.189-92, vol.3, no.3; 1995.
- [GR03] T. Granlund et al., "Soft Error Rate Increase for New Generations of SRAMs," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 50, pp. 2065-2068, December 2003.
- [HA99] R. Harboe-Sorensen, F. X. Guerre, H. Constans, J. Van Dooren, G. Berger and W. Hajdas. "Single Event Transient Characterization of Analog IC's for ESA's Satellites", 1999 Fifth European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems Proceedings, 2000: pp. 573-581.
- [HA01] R. Harboe-Sorensen, et. al. "Observations and Analysis of Single Event Effects On-board the SOHO Satellite", RADECS 2001 Proceedings, 2001.
- [HO87] J. H. Hohl and K. F. Galloway, "Analytical model for Single Event Burn Out of Power Mosfet", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 34, pp. 1275-1280, 1987.
- [JA09] P. Jaulent, "Etude des effets singuliers transitoires dans les amplificateurs operationnels lineaires par photogenetation impulsionnelle non-lineaire". Universidad de Bordeaux. 2009
- [JO99] R. Jones, A. M. Chugg, C. M. S. Jones, P. H. Duncan, C. S. Dyer, and C. Sanderson, "Comparison between SRAM SEE cross-sections from ion beam testing with those obtained using a new picosecond pulsed laser facility," in Fifth European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems, 1999 (RADECS99), (Fontevraud (France)), pp. 148–153, September 1999.
- [JO01] R. Jones and A. M. Chugg, "Utilisation of pulsed laser for SEE testing. study at two wavelengths," tech. rep., European Space Agency (ESA), May 2001.
- [JO05] A. Johnston, S. Thompson, R. Baumann, H. Barnaby, S. Buchner and D. McMorro, "2005 IEEE NSREC Nuclear and Space Radiaciton Effects Conference Short Course Notebook", Instute of Electrical and Electronics Engineers, 2005.
- [JO06] A. H. Johnston, T. F. Miyahira, F. Irom, and J. S. Laird, "Single-event transients in voltage regulators," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 3455–3461, December 2006.
- [JOH00] A. H. Johnston "Characterization of Proton Damage in Light-Emitting Diodes", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 47, n<sup>o</sup>. 6, pp. 2500-2507, December 2000.
- [JON00] R. Jones, A. M. Chugg, C. M. S. Jones, P. H. Duncan, C. S. Dyer, and C. Sanderson, "Comparison between SRAM SEE cross-sections from ion

- beam testing with those obtained using a new picosecond pulsed laser facility," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, pp. 539–544, June 2000.
- [KN89] G. F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", Book John Wiley & Sonspp. 32-33, 1989
- [KO68] E. J. Kobetich and R. Katz, "Energy deposition by electron beams and d rays", *Physical Review*, vol. 170, pp. 391–396, June 1968.
- [KO97] R. Koga, S. H. Penzin, K. B. Crawford, W. R. Crain, S. C. Moss, S. D. Pinkerton, S.D. LaLumondiere and M. C. Maher, "Single event upset (SEU) sensitivity dependence of linear integrated circuits (ICs) on bias conditions" *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 44, pp. 2325-2332, December 199.
- [KU00] S. Kuboyama, T. Suzuki, T. Hirao and S. Matsuda, "Mechanism for Single-Event Burnout of Bipolar Transistor", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 47, nº. 6, pp. 2634-2639, December 2000.
- [LA02] S. D. LaLumondiere, R. Koga, P. Yu, M. C. Maher, and S. C. Moss, "Laser-induced and heavy ion-induced single-event transient (SET) sensitivity measurements on 139-type comparators," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 3121– 3128, December 2002.
- [LA03] J. S. Laird, T. Hirao, S. Onoda, H. Mori, and H. Itoh, "A comparison of heavy ion and picosecond laser microbeams for investigating single event transients in InGaAs on InP photodetectors," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 210, pp. 243–249, September 2003.
- [LA05a] J. S. Laird, T. Hirao, S. Onoda, and H. Itoh, "Heavy ion and pulsed laser set measurements in ultrahigh speed msm GaAs photodetectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, pp. 1504–1512, October 2005.
- [LA05b] J. S. Laird, T. Hirao, S. Onoda, T. Wakasa, T. Yamakawa, H. Abe, and T. Kamiya, "Investigating radiation effects on high-speed optoelectronic devices by combining time-resolved laser and ion microbeam studies," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 231, pp. 476–481, April 2005.
- [LA06] J. S. Laird, T. Hirao, S. Onoda, H. Itoh, and A. Johnston, "Comparison of above bandgap laser and MeV ion induced single event transients in high-speed Si photonic devices," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 3312–3320, December 2006.
- [LO10] I. Lopez-Calle, F. J. Franco, J. G. Izquierdo & J. A. Agapito, "Influence of the Bias Conditions on the Single Event Transients of the LM311 Voltage Comparator", *Proceedings of the 11th IEEE European European Conferences on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS10) Längenfeld (Austria)*, September 2010

- [MA79] T.C. May and M.H. Woods, "Alpha-Particle-Induced Soft Errors in Dynamic Memories", IEEE Trans. Elec. Dev. ED-26, 2, 1979
- [MA89] P. W. Marshall, C. J. Dale, G. P. Summers, E. A. Wolicki and E. A. Burke, "Proton, Neutron and Electron-Induced Displacement Damage in Germanium", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 36, nº. 6, pp. 1882-1888, December 1989.
- [MA97] G C. Messenger and M. S. Ash, "Single Event Phenomena", International Thompson Publishing, U.S.A, 1997.
- [ME92] G C. Messenger, "A Summary Review of Displacement Damage from High Energy Radiation in Silicon Semiconductors and Semiconductor Devices", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 39, nº. 3, pp. 468-473, June 1992.
- [MI01] T. F. Miyahira, A. H. Johnston, H. N. Becker, S. D. LaLumondiere, and S. C. Moss, "Catastrophic latchup in CMOS analog-to-digital converters," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 48, pp. 1833–1840, December 2001.
- [MI03] F. Miller, A. Germain, N. Board, R. Gaillard, P. Poirot, C. Chatry, T. Carriere, and R. Dufayel, "Interest of laser test facility for the assessment of natural radiation environment effects on integrated circuits based systems", 7th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS 2003), (Noordwijk aan Zee (The Netherlands)), pp. 199–209, 15-19 September 2003.
- [MI04] F. Miller, N. Buard, T. Carriere, R. Dufayel, R. Gaillard, P. Poirot, J. M. Palau, B. Sagnes, and P. Fouillat, "Effects of beam spot size on the correlation between laser and heavy ion SEU testing," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 51, pp. 3708–3715, December 2004.
- [MI06a] F. Miller, A. Luu, F. Prud'homme, P. Poirot, R. Gaillard, N. Buard, and T. Carriere, "Characterization of single-event burnout in power mosfet using backside laser testing," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 3145–3152, December 2006.
- [MI06b] F. Miller, N. Buard, G. Hubert, S. Alestra, G. Baudrillard, T. Carriere, R. Gaillard, J. M. Palau, F. Saigne, and P. Fouillat, "Laser mapping of SRAM sensitive cells: A way to obtain input parameters for DASIE calculation code," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 1863–1870, August 2006.
- [MO90] D. McMorrow, A. R. Knudson, and A. B. Campbell, "Fast charge collection in GaAs MESFETs," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 37, pp. 1902–1908, December 1990.
- [MO93] D. McMorrow, T. Weatherford, A. R. Knudson, L. H. Tran, J. S. Melinger, and A. B. Campbell, "Single-event dynamics of high-performance HBTs and GaAs MESFETs," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 40, pp. 1585–1591, December 1993.

- [MO02] D. McMorrow, W.T. Lotshaw, J.S. Melinger, S. Buchner, and R.L. Pease, "Sub-bandgap laser-induced single event effects: carrier generation via two-photon absorption", IEEE Trans. on Nuc. Sci., vol. 49, pp. 3002-3008, Dec.2002.
- [MO03a] P. Mongkolkachit, B. Bhuva, "Design technique for mitigation of alpha-particle-induced single-event transients in combinational logic". Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on, Volume: 3, Issue: 3, Sept. 2003 Pages: 89 – 92.
- [MO03b] D. McMorrow, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, S. Buchner, Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, and R. L. Pease, "Three-dimensional mapping of single-event effects using two photon absorption," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 50, pp. 2199–2207, December 2003.
- [MO04] D. McMorrow, S. Buchner, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, M. Maher, and M. W. Savage, "Single-event effects induced by two-photon-absorption: Overview and current status," in 5th Radiation Effects on Components and Systems (RADECS) Workshop (E. Ragel, R. Tamayo, and C. Sanchez de la Fuente, eds.), (Madrid (Spain)), pp. 305–310, September, 22-24th 2004.
- [MO05] D. McMorrow, S. Buchner, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, M. Maher, and M. W. Savage, "Demonstration of single-event effects induced by through-wafer two-photon absorption," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 51, pp. 3553–3557, December 2004.
- [MO09] D. McMorrow, F. Miller, S. Buchner, V. Pouget, "Radiation Laser Test Facility", RALFDAY 2009 Round Table. Presentations by authors.
- [MU00] O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, J. L. Pelloie, S. Buchner, D. McMorrow, and A. B. Campbell, "Laser probing of bipolar amplification in 0.25-mm MOS/SOI transistors," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 47, pp. 2196–2203, December 2000.
- [NI96] D. K. Nichols, J. R. Coss, T. F. Miyahira, H. R. Schwartz. "Heavy Ion and Proton Induced Single Event Transients in Comparators", IEEE Trans. On Nucl. Sci., Dec. 1996: vol. 43 No.6, pp.2960-2967.
- [OC08] J.L. Ocaña, "High intensity lasers application to micro/nano manufacturing and advances materials processing", Los Láseres del Siglo XXI. Cursos de Verano Universidad Complutense de Madrid. 2008.
- [OL05] B. D. Olson, D. R. Ball, K. M. Warren, L. W. Massengill, N. F. Haddad, S. E. Doyle, and D. McMorrow, "Simultaneous single event charge sharing and parasitic bipolar conduction in a highly-scaled SRAM design," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 52, pp. 2132–2136, December 2005.

- [PA85] E. D. Palik , "Handbook of optical constants of solids", Academic Press Inc. Washington DC (1985). También disponibles en enlace web <http://photonics.byu.edu/opticalconstants.phtml>
- [PE02] R. L. Pease, A. L. Sternberg, Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, S. Buchner, D. McMorrow, D. S. Walsh, G. L. Hash, S. D. LaLumondiere, and S. C. Moss, "Comparison of SETs in bipolar linear circuits generated with an ion microbeam, laser light, and circuit simulation," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 49, pp. 3163–3170, December 2002.
- [PE06] S. Peter, "Particle Radiation and Radiation Effects", Springer Series in Solid State Sciences, 151. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. ISBN-10 3-540-31713-9
- [PO00a] V. Pouget, P. Fouillat, D. Lewis, H. Lapuyade, L. Sarger, F. M. Roche, S. Duzellier, and R. Ecoffet, "An overview of the applications of a pulsed laser system for SEU testing," in 6th IEEE International On-Line Testing Workshop, (Palma de Mallorca (Spain)), pp. 52–57, July, 3-5th 2000.
- [PO00b] V. Pouget, P. Fouillat, D. Lewis, H. Lapuyade, F. Darracq, and A. Touboul, "Laser cross section measurement for the evaluation of single-event effects in integrated circuits," Microelectronics Reliability, vol. 40, pp. 1371–1375, August-October 2000.
- [PO01a] V. Pouget, H. Lapuyade, P. Fouillat, D. Lewis, and S. Buchner, "Theoretical investigation of an equivalent laser let", Microelectronics Reliability, vol. 41, pp. 1513-1518, September – October 2001.
- [PO01b] C. Poivey, J. W. J. Howard, S. Buchner, K. A. LaBel, J. D. Forney, H. S. Kim, and A. Assad, "Development of a test methodology for single-event transients SETs in linear devices," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 48, pp. 2180–2186, December 2001.
- [PO02] C. Poivey, S. Buchner, J. Howard and K. LaBel, "A Space Weather Event on the Microwave Anisotropy Probe (MAP)", Presented at RADECS 2002, 2002.
- [PO04] V. Pouget, D. Lewis, and P. Fouillat, "Time-resolved scanning of integrated circuits with a pulsed laser: application to transient fault injection in an ADC," IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 53, pp. 1227–1231, August 2004.
- [PR02] B. E. Pritchard, G. M. Swift, A. H. Johnston. "Radiation Effects Predicted, Observed, and Compared for Spacecraft Systems", IEEE NSREC 2002 Data Workshop Proceedings, 2002: pp. 7-17.
- [SA01] M. V. Savage, T. Turflinger, J. W. Howard Jr. and S. Buchner, "A compendium of single event transient data", Proceedings of the 2001 IEEE Radiation Effects Data Workshop, pp. 134-141, Vancouver (Canada), July, 16th-20th, 2001.

- [SA02] M. V. Savage, T. Turflinger, J. L. Titus, H. F. Barsun, A. Sternberg, Y. Boulghassoul, L.W. Massengill and R. L. Pease, "Variations in SET Pulse Shapes in the LM124A and LM111", Proceedings of the 2002 IEEE Radiation Effects Data Workshop, pp. 75-81, 2002.
- [SC95] J. R. Schwank, F. W. Sexton, T. R. Weatherford, D. McMorrow, A. R. Knudson, and J. S. Melinger, "Charge collection in GaAs MESFETs fabricated in semi-insulating substrates," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 42, pp. 1585–1591, December 1995.
- [ST02] A. L. Sternberg, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf, Y. Boulghassoul, H. J. Barnaby, S. Buchner, R. L. Pease, and J. W. Howard, "Effect of amplifier parameters on single-event transients in an inverting operational amplifier," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 49, pp. 1496–1501, June 2002.
- [SU87] G. P. Summers, E. A. Burke, C. J. Dale, E. A. Wolicki, P. W. Marshall and M.A. Gehlhausen, "Correlation of Particle Induced Displacement Damage in Silicon", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 34, pp. 1134-1139, December 1987.
- [SU88] G. P. Summers, E. A. Burke, M. A. Xapsos, C. J. Dale, P. W. Marshall and E. L. Petersen, "Displacement Damage in GaAs structures" IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 35, nº 6, pp. 1121-1226, December 1988.
- [SU93] G. P. Summers, E. A. Burke, P. Shapiro, S. R. Messenger and R. J. Walters, "Damage Correlations in Semiconductors Exposed to Gamma, Electron and Proton Radiations", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 40, nº 6, pp. 1372-1379, December 1993.
- [SU06] A. K. Sutton, R. Krithivasan, P. W. Marshall, M. A. Carts, C. Seidleck, R. Ladbury, J. D. Cressler, C. J. Marshall, S. Currie, R. A. Reed, G. Niu, B. Randall, K. Fritz, D. McMorrow, and B. Gilbert, "SEU error signature analysis of Gbit/s SiGe logic circuits using a pulsed laser microprobe," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53, pp. 3277–3284, December 2006.
- [SZ81] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Second Edition, John Wiley & Sons, Inc. U.S.A, 1981.
- [WH94] C. F. Wheatley, J. L. Titus and D. I. Burton, "Single Event Gate Rupture in vertical power MosFets, an original empirical expression", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 41,nº 6, pp. 2152-2160, December 1994.
- [ZI85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack et U. Littmark, "The Stopping and Range of Ions in Matter", vol. 1, Pergamon Press, (ISBN 0-08-021603-X), 1985
- [ZI96] J.F. Ziegler, G.R. Srinivasin, eds., IBM J. Res and Dev., vol. 40,1-128, pp: 12-13,68-69, 1996
- [ZI04] J.F. Ziegler, H. Puchner, "SEE-History, Trends and Challenges", Cypress Semiconductor Corporation, Cap. IV. 2005.

## Enlaces WEB

- [HTTP-BNL]      Recurso Web administrado por el laboratorio "Brookhaven Nacional Laboratory", <http://tvdg10.phy.bnl.gov/let.html>.
- [HTTP-CR]      Recurso Web administrado por la "Universidad de Vanderbilt", <https://creme-mc.isde.vanderbilt.edu/>
- [HTTP-LM111]      Recurso Web administrado por la empresa "National Semiconductor", <http://www.national.com/ds/LM/LM111.pdf>
- [HTTP-LM124]      Recurso Web administrado por la empresa "Texas Instruments", <http://focus.ti.com/lit/ds/symlink/lm324.pdf>
- [HTTP-LM124W]      Recurso Web administrado por la empresa "National Semiconductor", <http://www.national.com/ds/LM/LM124.pdf>
- [HTTP-LM324]      Recurso Web administrado por la empresa "National Semiconductor " <http://www.national.com/ds/LM/LM124.pdf>
- [HTTP-RAD]      Recurso Web administrado por la agencia espacial NASA, [http://radhome.gsfc.nasa.gov/radhome/papers/slideshow10/SC\\_NSREC97/index.htm](http://radhome.gsfc.nasa.gov/radhome/papers/slideshow10/SC_NSREC97/index.htm)
- [HTTP-SOHO]      Recurso Web administrado por la agencia espacial NASA, [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/soho/](http://www.nasa.gov/mission_pages/soho/)
- [HTTP-SUN]      Recurso WEB administrado por la agencia espacial NASA, [http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/Zurich\\_Color\\_Small.jpg](http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/Zurich_Color_Small.jpg)





## PUBLICACIONES RELACIONADAS.

- F. Palomo, P. Fernández-Martínez, J. Mogollón, S. Hidalgo, M. Aguirre, D. Flores, I. López-Calle & J. A. Agapito, "**Simulation of femtosecond pulsed laser effects on MOS electronics using TCAD Sentaurus customized models**", International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields., Vol: 23, Issue: 4-5, pp: 379–399, July - October 2010.
- I. Lopez-Calle, F. J. Franco, J. G. Izquierdo, & J. A. Agapito, "**Influence of the Bias Conditions on the Single Event Transients of the LM311 Voltage Comparator**", Proceedings of the 11th IEEE European European Conferences on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS10) Längenfeld (Austria). September 2010.
- F. J. Franco, I. Lopez-Calle, J. G. Izquierdo, & J. A. Agapito, "**Modification of the LM124 Single Event Transients by Load Resistors**", IEEE Transactions on Nuclear Science , Vol. 57-1, pp: 358 - 365, February 2010.
- I. Lopez-Calle, F. J. Franco, J. G. Izquierdo, & J. A. Agapito, "**Two-Photon Absorption (TPA) Backside Pulsed Laser Tests in the LM324** ", Proceedings of the 10th IEEE European European Conferences on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS09) Bruges (Belgium). September 2009.
- I. Lopez-Calle, F. J. Franco, J. G. Izquierdo, & J. A. Agapito, "Ion Hit Emulation by LASER Beam Model", Proceedings of IEEE Spanish Conference on Electron Devices, Santiago de Compostela (Spain). February 2009.
- P. Fernández-Martínez, I. López-Calle, S. Hidalgo, F.J. Franco, D. Flores & J.A. de Agapito, "Comparison between Heavy Ion and Pulsed Laser Simulation to reproduce SEE Tests", Proceedings of IEEE Spanish Conference on Electron Devices, Santiago de Compostela (Spain). February 2009.
- I. Lopez-Calle, F. J. Franco, J. G. Izquierdo, & J. A. Agapito, "**Load Resistor as a Worst-Case Parameter to Investigate Single-Event Transients in Analog Electronic Devices**", IEEE Spanish Conference on Electron Devices, Palma de Mallorca (Spain). February 2011. Enviado y aceptado (Póster).
- I. Lopez-Calle, F. J. Franco, J. G. Izquierdo, & J. A. Agapito, "**LASER System for Space Environment Emulation**", IEEE Spanish Conference on Electron Devices, Palma de Mallorca (Spain). February 2011. Enviado y aceptado (Conferencia).